



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Nukleare Sicherheitsforschung

**Untersuchungen zu den Auswirkungen
hypothetischer Störfälle
bei Hochtemperaturreaktoren**

Teil 2/3

**Spaltproduktfreisetzung aus einem
Hochtemperaturreaktor-Core bei ungehinderter
Aufheizung am Beispiel des HTR-1160**

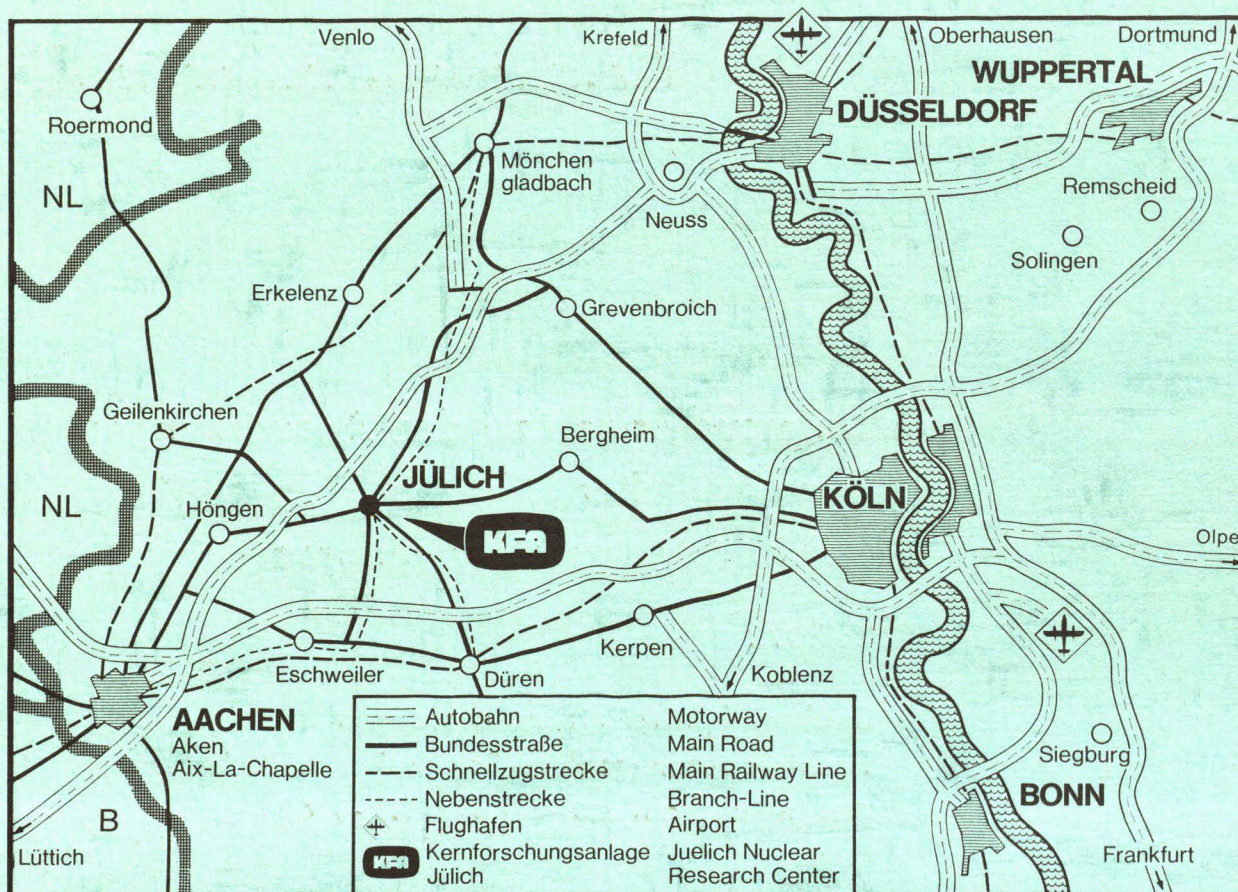
von

A. Müller, A. Badur

JÜI - 1517

Juni 1978

ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1517

Institut für Nukleare Sicherheitsforschung Jülich - 1517

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Untersuchungen zu den Auswirkungen hypothetischer Störfälle bei Hochtemperaturreaktoren

Teil 2/3

**Spaltproduktfreisetzung aus einem
Hochtemperaturreaktor-Core bei ungehinderter
Aufheizung am Beispiel des HTR-1160**

von

A. Müller, A. Badur

CONSEQUENCE ANALYSES OF HYPOTHETICAL ACCIDENTS OF HIGH TEMPERATURE GAS-COOLED REACTORS

Part 2/3

Fission Product Release
from a High Temperature Reactor Core
During Unlimited Core Heatup for
the HTR-1160 as an Example

by

A. Müller

A. Badur

ABSTRACT

With regard to a hypothetical accident which is characterized by the rupture of the primary circuit and by the additional failure of active engineered safeguards, the fission product release resulting from the unlimited core heatup is analyzed.

The applied models are explained and the data base being used is documented.

The generally conservative treatment yields pessimistic activity release rates into the containment. The results show in particular that spontaneous massive fission product release does not occur. The time-dependency of the activity release from the fuel elements, the primary circuit and at last from the containment leads to a time delay in the range of at least several hours, before the environmental radiation load is raised. Ultimately the maximum radiation load itself proves relatively favourable.

UNTERSUCHUNGEN ZU DEN
AUSWIRKUNGEN HYPOTHETISCHER STÖRFÄLLE
BEI HOCHTEMPERATURREAKTOREN

Teil 2/3

Spaltproduktfreisetzung
aus einem Hochtemperaturreaktor-
Core bei ungehinderter Aufheizung
am Beispiel des HTR-1160

von

A. Müller

A. Badur

KURZFASSUNG

Für einen hypothetischen Störfall, charakterisiert durch den Bruch des Primärkreislaufs mit zusätzlichem Versagen aktiver Sicherheitseinrichtungen, wird die aus der ungehinderten Core-Aufheizung resultierende Spaltproduktfreisetzung analysiert.

Die verwendeten Rechenmodelle werden erläutert und die benutzten Daten werden dokumentiert.

Die generell konservative Behandlung liefert pessimistische Aktivitätsfreisetzungen ins Containment. Die Ergebnisse zeigen insbesondere, daß spontane massive Spaltproduktfreisetzungen nicht auftreten. Die Zeitabhängigkeit der Aktivitätsfreisetzung aus den Brennelementen, aus dem Primärkreis und schließlich aus dem Containment führen zu Zeitverzögerungen im Bereich mindestens einiger Stunden bis zu erhöhten Umgebungsbelastungen, deren Maximalwerte letztlich noch relativ günstig ausfallen.

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

1	<u>Einleitung</u>	1
2	<u>Rechenmodell zur Spaltproduktfreisetzung bei ungehinderter Core-Aufheizung</u>	3
2.1	Allgemeines	3
2.2	Modell zum Partikelversagen	4
2.3	Modell zur Spaltproduktfreisetzung aus den Partikeln	6
2.4	Modell zur Spaltproduktfreisetzung aus den Brennelementen	8
2.5	Modell der Spaltproduktaustragung aus dem Spannbetonbehälter	10
3	<u>Die Eingabedaten</u>	12
3.1	Daten zum Core-Zustand	12
3.2	Daten zum Partikelversagen	15
3.3	Daten zur Spaltproduktfreisetzung aus den Partikeln	17
3.4	Spaltprodukt-Diffusionskoeffizienten und -Sorptionsdaten in Graphit	19
4	<u>Die Ergebnisse der Spaltproduktfreisetzung</u>	22
4.1	Das transiente Partikelversagen	22
4.2	Die Aktivitätsfreisetzung ins Kühlgas	24
4.2.1	Flüchtige Spaltprodukte	24
4.2.2	Feste Spaltprodukte	28
4.3	Die Aktivitätsfreisetzung ins Containment	33
4.3.1	Leck im Bodenbereich des SBB	33
4.3.2	Leck im Deckenbereich des SBB	36
5	<u>Zusammenfassung</u>	38
	<u>Literatur</u>	40

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Seite

Abb. 1	Zweidimensionale, zylindergeometrische Darstellung des HTR-1160-Cores mit 8 Segmenten (S1 bis S8) in axialer und 5 Regionen (R1 bis R5) in radialer Richtung	3
2	Blockdiagramm zum Rechenablauf für die Spaltproduktfreisetzung	4
3	Verschiedene Möglichkeiten der Nutzung des Partikelversagensmodells im Programm SORS	5
4	Leistungsformfaktoren der Beladezonen des HTR-1160 nach /9/ und ihre Zuordnung zu den Ringzonen der zweidimensionalen Core-Darstellung	13
5	Beispiel gemittelter radialer und axialer Temperaturverteilungen im HTR-1160 bei Core-Aufheizung in den ersten 48 h	15
6	Experimentelle Daten und modellmäßige Festlegung des temperaturbedingten Partikelversagens nach /8/, /11/	16
7	Temperaturabhängige relative Freisetzungsraten flüchtiger Spaltprodukte für intakte und defekte coated particles entsprechend /11/	18
8	Temperaturabhängige relative Freisetzungsraten fester Spaltprodukte für intakte und defekte coated particles entsprechend /11/	18
9	Temperaturabhängige Diffusionskoeffizienten der bezeichneten Elemente Cs, Rb, Sr, Sm, Nd, Rh im Graphit nach /7/, /13/	19
10	Temperatur- und konzentrationsabhängige Partialdruckkurven für Cs nach /13/	21
11	Temperatur- und konzentrationsabhängige Partialdruckkurven für Sr nach /13/	21
12	Temperaturabhängige Partialdruckkurven für die bezeichneten Elemente Sm, Rh, Nd nach /13/	21
13	Zeitlicher Verlauf des temperaturbedingten Partikelversagens bei Core-Aufheizung des HTR-1160	22
14	Zeitlicher Verlauf des Partikelversagens (TRISO) bei Core-Aufheizung mit veränderter Core-Geometrie und modifizierten Versagensdaten	23
15	Zeitlicher Verlauf der Xe133-Aktivität in den BE (a) und der freigesetzten Aktivität (b) bei Core-Aufheizung des HTR-1160	25
16	Zeitlicher Verlauf der Kr85m-Aktivität in den BE (a), der integral freigesetzten (b) und der freien Aktivität (c) bei Core-Aufheizung des HTR-1160	25

		Seite
Abb. 17	Zeitlicher Verlauf der gesamten freien Aktivität durch Edelgase (1), Jod (2) und Tellur (3) bei Core-Aufheizung des HTR-1160	26
18	Vergleich der freigesetzten Jod-Aktivität ohne und mit Berücksichtigung der Sorption im BE-Graphit bei Core-Aufheizung des HTR-1160	28
19	Verteilung des Cs-Inventars auf Brennstoff, Graphit und den Bereich außerhalb der BE in Abhängigkeit von der Zeit nach Beginn der Core-Aufheizung	29
20	Verteilung des Sr-Inventars auf Brennstoff, Graphit und den Bereich außerhalb der BE in Abhängigkeit von der Zeit nach Beginn der Core-Aufheizung	29
21	Zeitlicher Verlauf der freien Aktivität der Cs-Isotope (Cs134, Cs137) bei Core-Aufheizung des HTR-1160	31
22	Zeitlicher Verlauf der freien Aktivität der Sr-Isotope (Sr89, Sr90, Sr91, Sr92) bei Core-Aufheizung des HTR-1160	31
23	Zeitlicher Verlauf der Freisetzung wichtiger neutronenabsorbierender Nuklide aus den Brennelementen bei Core-Aufheizung des HTR-1160	32
24	Relative Helium-Ausströmrates aus dem SBB und integral ausgeströmte Helium-Menge in Abhängigkeit von der Zeit nach erfolgter Druckentlastung aufgrund temperaturbedingter Volumenerweiterung des He	34
25	Zeitlicher Verlauf der freien Aktivität flüchtiger Spaltprodukte außerhalb der BE und im Containment	35
26	Zeitlicher Verlauf der freien Aktivität fester Spaltprodukte außerhalb der BE und im Containment	35
27	Zeitlicher Verlauf der Sr-Aktivität im Containment (a) mit langsamem und (b) mit raschem Gasaustausch zwischen SBB und Containment	36

VERZEICHNIS DER TABELLEN

	Seite
Tab. 1 Eingruppierung von Spaltprodukten gemäß chemischer und thermodynamischer Ähnlichkeit nach /7/	7
2 Spaltprodukt-Inventarwerte der wichtigsten Nuklide im HTR-1160 unmittelbar vor Störfallbeginn (HSK2)	13
3 Leistungsformfaktoren des HTR-1160 in der zweidimensionalen Geometrie	14
4 Relative Leistungsanteile der BISO-breed- und der TRISO-feed-Partikel im HTR-1160	14
5 Relative Anteile (in %) einzelner Isotope an der Aktivität des jeweiligen Elements im Kühlgas bzw. der Elemente Kr, Xe und Jod untereinander im Verlauf der HSK2	27

1. EINLEITUNG

Die theoretischen Untersuchungen zu hypothetischen (d.h. sehr unwahrscheinlichen) Unfällen in Kernkraftwerken wurden in den letzten Jahren durch die verstärkt gestellte Frage nach den maximal möglichen Auswirkungen extremer Unfallsituationen für die Bevölkerung aktualisiert.

Bedeutung und Ziele der Behandlung hypothetischer Unfälle bei Hochtemperaturreaktoren (HTR) in sog. Schadensumfangsanalysen wurden schon früher /1/, /2/ dargelegt.

Inzwischen wurden zwei hypothetische Störfallketten (HSK) am Beispiel der deutschen HTR-1160-Anlage /3/ im Detail untersucht. Die Ergebnisse zur sog. HSK1, die durch den Ausfall der gesamten Wärmeabfuhr mit zusätzlichem Versagen aktiver Sicherheitseinrichtungen gekennzeichnet ist und von der Firma Hochtemperatur-Reaktorbau GmbH (HRB), Mannheim, analysiert wurde, sind in /4/ veröffentlicht.

Die vom Institut für Nukleare Sicherheitsforschung (ISF) der KFA Jülich durchgeführten Arbeiten zur HSK2, bei der der Bruch des Primärkreislaufs mit zusätzlichem Versagen aktiver Sicherheitseinrichtungen unterstellt ist, und die wichtigsten Ergebnisse dazu sind in einem ersten Bericht /5/ zusammengefaßt.

Der vorliegende Bericht stellt nun analog zu /6/ eine den ersten Bericht /5/ begleitende und ergänzende Unterlage dar, die in erster Linie darauf ausgerichtet ist, Teilergebnisse eingehender zu belegen und den Weg dorthin durchsichtiger und nachprüfbar aufzuzeigen.

In diesem Bericht soll also auf die Behandlung der Spaltproduktfreisetzung aus dem Core des HTR-1160 bei 'ungehinderter Aufheizung' - dem für die Spaltproduktfreisetzung entscheidenden Vorgang bei der HSK2 - im einzelnen eingegangen werden.

Es sollen zunächst die verwendeten Rechenmodelle erläutert, dann die benutzten Daten dokumentiert und schließlich der Ablauf bis zum Erreichen der Ergebnisse unter Einbeziehung konservativer Annahmen diskutiert werden. Einige über den in Ref. /5/ berichteten Stand hinausgehende Ergebnisse werden dabei mitberücksichtigt.

2. RECHENMODELL ZUR SPALTPRODUKTFREISETZUNG BEI UNGEHINDERTER CORE-AUFHEIZUNG

2.1 Allgemeines

Das hier zur Anwendung gekommene Rechenmodell basiert auf einem numerischen Rechenprogramm und auf ergänzenden analytischen Handrechnungen. Mit dem Programm SORS /7/ wird die Spaltproduktfreisetzung aus den Brennelementen für die bei der Core-Aufheizung auftretenden Temperaturtransienten /6/ berechnet. Der Core-Zustand wird in SORS mit Hilfe einer zweidimensionalen, zylindergeometrischen Core-Aufteilung (Segmente in axialer, Regionen in radialer Richtung) entsprechend Abb. 1 charakterisiert. Zu jedem so gebildeten Volumenelement des Cores sind Temperaturen, Leistungsformfaktoren, Partikeltyp - und Altersverteilung (4 Altersstufen) usw. anzugeben, die von der dreidimensionalen Beladezonen-Struktur durch geeignete Mittelung auf die gezeigte zweidimensionale Geometrie abgebildet werden müssen.

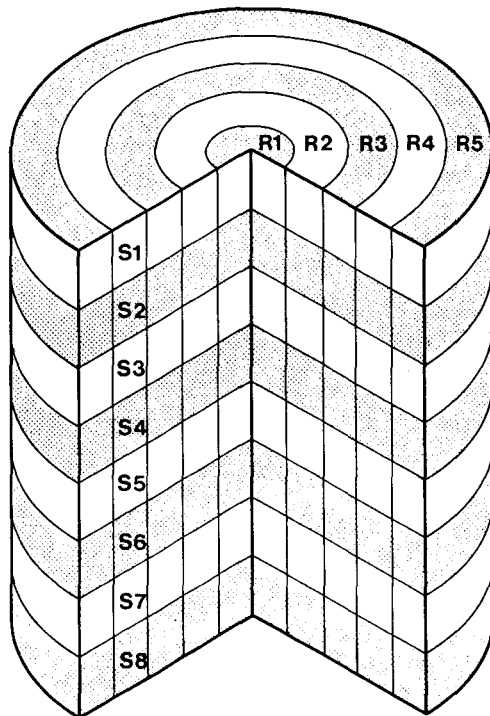


Abb. 1:

zweidimensionale, zylindergeometrische Darstellung des HTR-1160-Cores für die SORS-Rechnungen mit 8 Segmenten (S1 bis S8) in axialer und 5 Regionen (R1 bis R5) in radialer Richtung

Mit Hilfe eines aus einer Bilanzgleichung entwickelten analytischen Ansatzes (s. Kap. 2.5) wird der nach der Spaltproduktfreisetzung aus den Brennelementen folgende Transport vom Spannbetonbehälter (SBB) in das Containment erfaßt. Damit kann die jeweils in das Containment gelangende Aktivitätsrate und die kumulativ zu jedem Zeitpunkt im Containment vorliegende Aktivität - die potentielle Quelle resultierender Umgebungsbelastungen - berechnet werden.

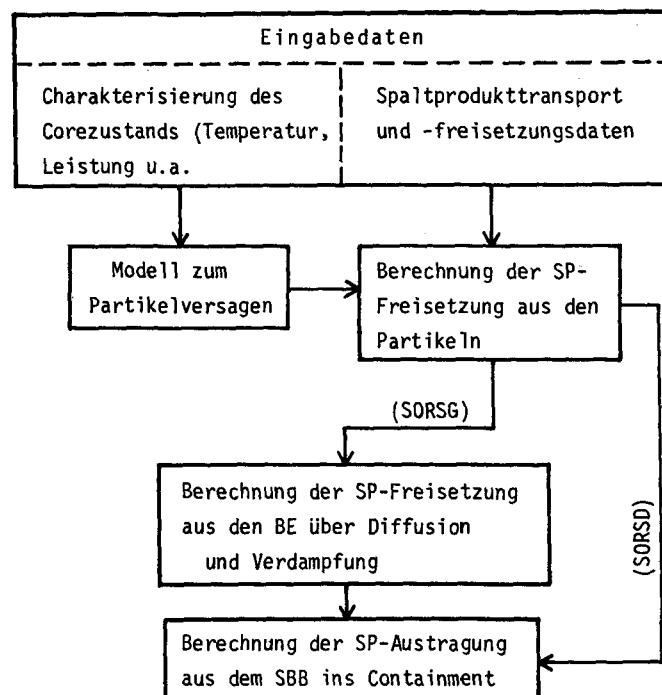


Abb. 2: Blockdiagramm zum Rechenablauf für die Spaltproduktfreisetzung

Die Untergliederung des Gesamtmodells zur Spaltproduktfreisetzung mit Verdeutlichung des Rechenablaufs ist im Blockdiagramm der Abb. 2 dargestellt. Die in Erscheinung tretenden Einzelmodelle sollen im folgenden näher erläutert werden.

2.2 Modell zum Partikelversagen

Das hierzu in SORS verwendete Modell basiert auf Untersuchungen nach /8/ und geht davon aus, daß bei steigender Temperaturbela-

stung der Brennstoffpartikel im Reaktor das Partikelversagen an einer bestimmten Temperaturschwelle einsetzt, mit steigender Temperatur zunimmt, und bei einer zweiten Temperaturgrenze 100%iges Partikelversagen erreicht wird. Der Versagensanteil zwischen beiden Temperaturgrenzen wird in der Regel mit der Temperatur linear steigend angesetzt, kann aber auch durch die Wahl von Zwischenstützpunkten mit linearer Interpolation beliebig modifiziert werden. Abb. 3 zeigt diesbezüglich verschiedene Möglichkeiten auf.

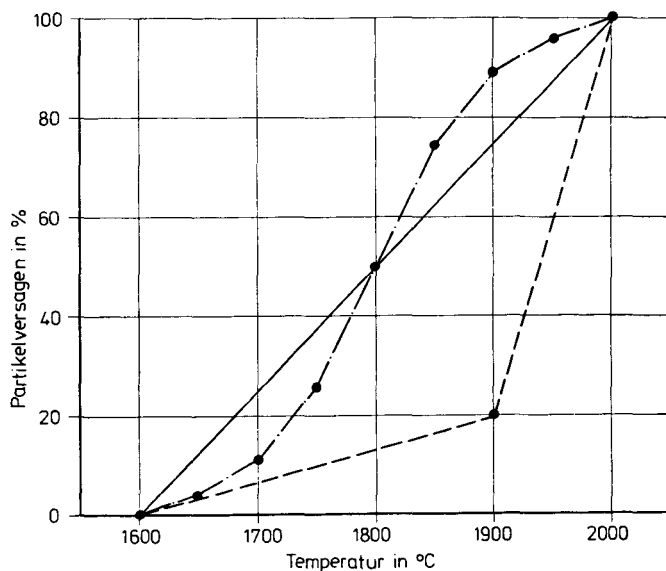


Abb. 3:

verschiedene Möglichkeiten der Nutzung des Partikelversagensmodells im Programm SORS

Die Temperaturgrenzen für einsetzendes und vollständiges Partikelversagen sind in SORS abhängig vom Partikeltyp und Abbrand wählbar. Entsprechend der amerikanischen HTGR-Konzeption (blockförmige Brennelemente mit 'feed-breed'-Zyklus, jährliche Brennelementwechsel bei insgesamt 4-jähriger Standzeit im Reaktor) können sich maximal 8 Versagenskurven (für TRISO, BISO; 1 bis 4 Jahre Standzeit) ergeben.

Damit werden unter Berücksichtigung der Partikelverteilung im Core und mit Hilfe der transiierten Temperaturverteilungen während der Core-Aufheizung die Anteile defekter Partikel in jedem Volumenelement berechnet und daraus der Gesamtverlauf des Partikelversagens im Core gebildet.

2.3 Modell zur Spaltproduktfreisetzung aus den Partikeln

Zur Berechnung der Spaltproduktfreisetzung aus den beschichteten Brennstoffpartikeln wird mit der vorausgegangenen Unterscheidung nach intaktem oder defektem Zustand der Partikel in beiden Fällen im Programm SORS /7/ ein einfacher empirischer Ansatz in der Form

$$F(t) = 1 - e^{-R(T) \cdot t} \quad (1)$$

$F(t)$: relativer, zur Zeit t freigesetzter Anteil des Anfangsinventars

$R(T)$: temperaturabhängige relative Freisetzungsrates in 1/h

verwendet. Er beruht auf der Annahme, daß bei Ausheizvorgängen mit konstanter Temperatur relativ auf das jeweils vorliegende Inventar bezogene gleiche Anteile pro Zeiteinheit freigesetzt werden. Entsprechend diene dieser Ansatz auch zur Beschreibung der Ergebnisse von Ausheizexperimenten. Die relativen Freisetzungsparemeter R (auf das jeweilige Inventar bezogene Freisetzungsrates) sind aus solchen Experimenten abgeleitet, eine typische experimentell bestätigte Temperaturabhängigkeit gemäß der Arrheniusbeziehung

$$\log R(T) = A + B/T \quad (2)$$

$R(T)$: relative Freisetzungsrates in 1/h

A : (log.) Vorfaktor

B : effektive Aktivierungsenergie

T : Temperatur in $^{\circ}\text{K}$

ist im Modell berücksichtigt. Je nach Partikeltyp (TRISO, BISO), Zustand (intakt, defekt) und verschiedenartigen Spaltprodukt-Gruppen können unterschiedliche Freisetzungsparemeter eingesetzt werden. Die Spaltprodukte sind gemäß Tab. 1 schematisch in 10 Gruppen entsprechend ihrem unterschiedlichen Freisetzungsverhalten eingestuft. Gesichtspunkte für diese Eingruppierung sind vor allem die chemische Ähnlichkeit von Elementen innerhalb einer Gruppe und unterschiedliche Diffusions- und Sorptionseigenschaften von Spaltprodukten in verschiedenen Gruppen.

Gruppen-Nr.	SP-Elemente
1	Sr
2	Rb, Cs
3	Ba, Sm, Eu
4	Ce
5	Xe
6	Kr
7	Zr, Nb, Mo, Tc
8	Y, Pd, Sn, La, Pr, Nd, Pm
9	Ru, Rh
10	Se, Br, Te, Sb, J

Tab. 1: Eingruppierung von Spaltprodukten gemäß chemischer und thermodynamischer Ähnlichkeit nach /7/

In einem Rechengang können in SORS bis zu 6 Isotope einer Zerfallskette gleichzeitig behandelt werden, so daß die Kopplung von Vorläufer- und Folgeisotopen für die Freisetzung berücksichtigt ist.

Die transiente Freisetzungsberechnung erfolgt durch geeignete Auflösung des zeitlichen Störfallablaufs in kleine Zeitintervalle, in denen die örtlichen Core-Temperaturen als konstant angesehen werden dürfen.

Neben den räumlichen und zeitlichen Spaltproduktfreisetzungsteilen wird auch das jeweils im Brennstoff verbleibende Inventar unter Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls der Isotope berechnet.

In der einfacheren Programmversion SORSO - vorgesehen allein für flüchtige Spaltprodukte (d.h. für die Edelgase Krypton, Xenon und für leicht flüchtige Elemente wie Jod, Tellur) - endet hier unter Vernachlässigung der geringfügigen Rückhaltung im Graphit die modellmäßige Freisetzungsberechnung mit der Zusammenfassung der Beiträge aus den Volumenelementen zu einer Gesamtfreisetzung rate des Cores und der Darstellung der integral aus den Partikeln

freigesetzten Aktivitätsmengen, jedoch ohne Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls ausserhalb der Partikel (s. auch Kap. 2.5).

In der Programmversion SORSG - vornehmlich zur Behandlung sog. fester Spaltprodukte (Metalle Cs, Sr; Seltene Erden u.a.) - stellen die aus den Partikeln freigesetzten Spaltprodukte die Quelle für die weiterzubehandelnden Transport- und Freisetzungsmechanismen dar.

2.4 Modell der Spaltproduktfreisetzung aus den Brennelementen

In SORSG wird der Transport fester Spaltprodukte im Brennelement mit einem Diffusionsvorgang und deren Übergang ins Kühlgas mit einem Abdampfvorgang beschrieben. Dabei werden zwei Grenzfälle behandelt, die quasi zu einer Entkopplung von Diffusion und Abdampfen führen:

- (a) mit der Annahme extrem guter Abdampfung kontrolliert praktisch allein die Diffusionsrate die Freisetzung,
- (b) mit der Annahme extrem schneller Diffusion wird umgekehrt die Freisetzung allein von der Abdampftrate bestimmt.

Für den Fall (a) wird die jeweils aus den Partikeln freigesetzte Spaltproduktmenge in der Matrix, in die die Partikel eingebettet sind, gleichverteilt, und durch Multiplikation mit einem empirischen Verteilungskoeffizienten wird die Spaltproduktkonzentration auf der Graphitseite an der Grenzfläche zwischen Matrix und Brennelementgraphit bestimmt. Der Diffusionsstrom ergibt sich aus dem Konzentrationsgefälle zur Oberfläche, dem Diffusionskoeffizienten und hier für eine effektive Zylindergeometrie nach /7/ als:

$$j_D = \frac{2 \cdot D \cdot L}{\ln(b/a)} \cdot (C_a - C_b) \quad (3)$$

j_D Diffusionsstrom in g/sec

D Diffusionskoeffizient in cm^2/sec

L zylindr. Länge in cm

b äußerer Radius in cm

a innerer Radius in cm

C Spaltproduktkonzentration in g/cm^3

Für den Fall (b), wo praktisch kein Konzentrationsgradient im Graphit auftritt, wird die aus den Partikeln freigesetzte Spaltproduktmenge auf Matrix und Graphit der Brennelemente gleichverteilt. Aus der so erhaltenen Oberflächenkonzentration wird mit Hilfe einer geeigneten Sorptionsisotherme der Spaltproduktpartialdruck unmittelbar über der Brennelementoberfläche (p_b) bestimmt. Die Abdampfrate ergibt sich dann nach /7/ aus der Partialdruckdifferenz von der Oberfläche bis zur Kühlkanalmitte, dem Massenstrom, der lokalen Massenübergangszahl (abhängig von den Strömungsverhältnissen) sowie dem Systemdruck:

$$j_E = H \cdot W \cdot \frac{p_b - p_c}{p_s} \quad (4)$$

j_E Abdampfrate in g/sec
 H lokale Massenübergangszahl
 W Kühlgasmassenstrom in g/sec
 p_b Spaltproduktpartialdruck über der Brennelementoberfläche in atm
 p_c Spaltproduktpartialdruck im Kühlkanal in atm
 p_s Gesamt-Systemdruck in atm

Da für den Partialdruck die Konzentration des chemischen Elements maßgebend ist, müssen gleichzeitig alle beitragenden Isotope (auch die stabilen!) des jeweiligen Elements berücksichtigt werden. Dies geschieht in SORSG durch parallele Freisetzungsberechnungen für alle zu einem Element beitragenden Zerfallsketten.

Nach dem Vergleich der Diffusions- und der Abdampfrate wird im Modell die kleinere von beiden als Freisetzungsrate aus den Brennelementen verwendet, da die Freisetzung durch den Mechanismus kontrolliert wird, der stärker rückhaltend wirkt.

Wie aus Gl. (4) leicht zu ersehen ist, hat der jeweils schon bestehende Spaltproduktpartialdruck im Kühlgas (p_c) - auch verursacht durch Freisetzung aus benachbarten Core-Segmenten - Rückwirkungen auf die Abdampfrate, die umso kleiner wird, je mehr sich p_c dem Oberflächenpartialdruck (p_b) nähert. Die Abdampfrate kann bei lokal überhöhtem Partialdruck im Kühlgas ($p_c > p_b$) auch negativ werden (Kondensationsrate), was einen örtlich begrenzten Rückstrom von Spaltprodukten zur Brennelementoberfläche bewirkt.

Die dann readsorbierten Spaltprodukte werden dem Inventar im Brennelementgraphit wieder zugeschlagen.

2.5 Modell der Spaltproduktaustragung aus dem Spannbetonbehälter

Zunächst ist die zu jedem Zeitpunkt kumulierte Aktivitätsmenge im SBB zu bestimmen, die zur möglichen Spaltproduktaustragung aus dem SBB zur Verfügung steht. Während SORSG die jeweils tatsächlich ausserhalb der Brennelemente vorliegende Aktivität fester Spaltprodukte liefert, wird in SORSD für die flüchtigen Spaltprodukte die integrale Freisetzung (ohne radioaktiven Zerfall, s. Kap. 2.3) angegeben. Die jeweils tatsächlich im Kühlgas kumulierte Aktivität A_f ergibt sich aus der Betrachtung der Bilanzgleichung für Zerfalls- und Freisetzungsraten:

$$\frac{dA_f(t)}{dt} = - \lambda \cdot A_f(t) + R(t) \quad (5)$$

Daraus ergibt sich mit der Annahme konstanter mittlerer Freisetzungsraten \bar{R}_k in dazu geeignet gewählten Zeitschrittweiten Δt_k eine quasi-analytische Lösung, die zur schrittweisen Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls auch ausserhalb der Brennelemente zu jedem Zeitintervall k für alle flüchtigen Spaltprodukt-Isotope herangezogen wird:

$$A_{f,k} = A_{f,k-1} \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t_k} + \bar{R}_k \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t_k}}{\lambda} \quad (6)$$

Für die festen Spaltprodukte ist eigentlich zu berücksichtigen, daß durch konvektive Kühlgasströme, die teilweise auch über die Kavernen der Haupt- und Hilfskühlkreisläufe führen können, Möglichkeiten zur Ablagerung an kühleren Oberflächen bestehen. Eine solche Reduzierung der gasgetragenen Aktivität im Bereich des Primärkreises ist mit dem vorliegenden Modell nicht möglich und bleibt unberücksichtigt, eine sicher pessimistische Annahme.

Der eigentliche Spaltprodukttransport aus dem SBB ins Containment erfolgt mit dem ausströmenden Trägergas. Es ist also die jeweilige Aufteilung der freien Aktivität auf den SBB- und den Containment-Bereich zu bestimmen. Aus einer Bilanz analog zu Gl. (5) mit zusätzlicher Berücksichtigung einer definierten relativen Gasausströmrates des SBB (f_{SBB}) wird der jeweils im SBB-Volumen verbleibende Aktivitätsanteil für jedes Isotop berechnet:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{\text{SBB}}(t)}{dt} &= - \lambda \cdot A_{\text{SBB}}(t) - f_{\text{SBB}}(t) \cdot A_{\text{SBB}}(t) + R(t) \\ &= - \lambda_{\text{eff}} \cdot A_{\text{SBB}}(t) + R(t) ; \quad \lambda_{\text{eff}} = \lambda + f_{\text{SBB}} \end{aligned} \quad (7)$$

Die Lösung zu (7) (gültig wiederum in den Zeitschrittweiten Δt_k mit mittleren Ausströmraten $\bar{f}_{\text{SBB},k}$) entspricht Gl. (6), wobei die Zerfallskonstante λ durch die effektive Verlustkonstante λ_{eff} (für Zerfall und Ausströmen) zu ersetzen ist. Die Differenz zwischen freier Aktivität $A_f(t)$ und Aktivität im SBB $A_{\text{SBB}}(t)$ ergibt dann die zu jeder Zeit vorliegende Containmentaktivität, aus der sich unter Berücksichtigung der Containmentleckagen Quellterme für die resultierenden Umgebungsbelastungen ergeben.

3. DIE EINGABEDATEN

Zur Berechnung der Spaltproduktfreisetzung bei ungehinderter Core-Aufheizung wird eine Fülle von Eingabedaten benötigt. Wichtig sind vor allem die Daten, die den Core-Zustand vor und während des Störfallablaufs beschreiben, und schließlich die für die Spaltproduktfreisetzung charakteristischen Daten.

3.1 Daten zum Core-Zustand

Vor allem der Leistungs- und Temperaturzustand des Cores vor Störfalleintritt ist für den weiteren Ablauf bedeutend. So ergibt sich aus der Reaktorleistungsgeschichte das im Core angesammelte Spaltproduktinventar. Für kürzerlebige Spaltprodukte, die rasch ein Gleichgewicht zwischen Entstehung und Zerfall erreichen, ist die Leistung unmittelbar vor Störfalleintritt maßgebend. Die Inventarwerte der kürzerlebigen Nuklide wurden für einen Vollastbetrieb ($3000 \text{ MW}_{\text{th}}$) angenommen /3/. Für die längerlebigen Nuklide, die während der Brennelement-Einsatzzeit im Reaktor kumulieren, wurde von einem Reaktorbetrieb mit einem Lastfaktor von 80% ausgegangen und die Inventarwerte für den ungünstigsten Zeitpunkt unmittelbar vor dem jährlichen Brennelementwechsel gewählt /3/, wobei je 1/4 der Brennelemente im Core 1, 2, 3 und 4 Jahre Einsatzzeit erreicht haben. Den unterschiedlichen Spaltausbeuten aus der Spaltung des U233 und U235 wurde insofern Rechnung getragen, als die jeweils größere Spaltausbeute zur Inventarberechnung zugrunde gelegt wurde. In Tab. 2 sind die benutzten Inventarwerte der wichtigsten Nuklide für den HTR-1160 zusammengestellt. Die räumliche Verteilung des Spaltproduktinventars im HTR-1160-Core wird mit Hilfe der Leistungsverteilung aus stationärem Normalbetrieb bestimmt. Diese ist durch Leistungsformfaktoren für alle Beladezonen verfügbar /9/, muß allerdings für die Rechnungen mit SORS auf die zweidimensionale Geometrie übertragen werden. Abb. 4 zeigt im Querschnitt das HTR-1160-Halbcore mit den 50 Beladezonen, ihren Leistungsformfaktoren und der Zuordnung zu den gebildeten 5 zylindrischen Ringzonen der zweidimensionalen Geometrie. Die Leistungsformfaktoren der Ringzonen wurden aus den Formfaktoren der Beladezonen durch volumengewich-

Nuklid	von Bedeutung für	Inventar vor Störfallbeginn in Ci bzw. in g(*)		
Xe133 Xe135 Kr85 Kr85m Kr88 Rb88	} Ganzkörper- β - u.- γ -Dosis } <u>Xe135</u> auch für Reaktivität!	1,81 E8 2,09 E7 1,47 E7 5,91 E7 1,47 E8 1,49 E8		
J131 J133 J132 J135		} Schilddrüsen- dosis } 9,04 E7 1,81 E8 1,27 E8 1,71 E8		
Te129m Te132 Sr89 Sr90 Sb125			} Knochen- und Knochenmarkdosis } 7,85 E6 1,18 E8 1,53 E8 8,09 E6 1,17 E6	
Cs134 Cs137				} sonst. Organdosen (z.B. Magen) } 1,50 E7 7,83 E6
Sm149 Sm151 Nd143 Nd145 Rh103 Cs133				
1,81 E8 bedeutet: $1,81 \cdot 10^8$				

Tab. 2: Spaltprodukt-Inventarwerte der wichtigsten Nuklide im HTR-1160 unmittelbar vor Störfallbeginn (HSK2)

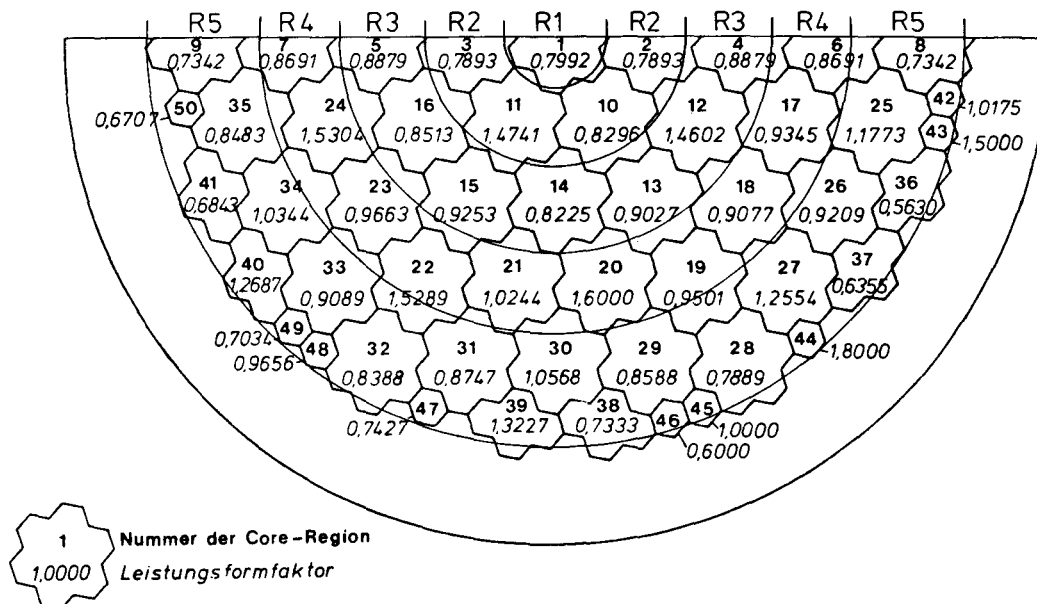


Abb. 4: Leistungsformfaktoren der Beladezonen des HTR-1160 nach /9/ und ihre Zuordnung zu den Ringzonen der zweidimensionalen Core-Darstellung

tete Mittelung gebildet. Sie sind ebenso wie die nach /9/ zugrundegelegten mittleren Leistungsformfaktoren für die 8 axialen Segmente in Tab. 3 angegeben. Der Leistungsformfaktor jedes Volumenelementes ergibt sich durch Multiplikation der entsprechenden radialen und axialen Formfaktoren. Neben der räumlichen Verteilung ist auch eine Aufteilung des Spaltproduktinventars auf die Abbrand- und Brutpartikel (getrennter "feed-breed"-Brennstoffzyklus mit UC_2 und ThO_2) wegen deren unterschiedlichem Freisetzungsverhalten erforderlich. Dies geschieht mit Hilfe der relativen Leistungsanteile, die von den beiden unterschiedlichen Partikelsorten nach 1, 2, 3 und 4 Jahren Einsatzzeit erbracht werden /9/. Die Werte sind in Tab. 4 angegeben.

<div> <div>radiale Formfaktoren</div> <div>axiale Formfaktoren</div> </div>	Kennung	0,80	1,05	1,01	1,18	0,96
		R1	R2	R3	R4	R5
1,0350	S1	0,8280	1,0868	1,0454	1,2213	0,9936
1,1075	S2	0,8860	1,1629	1,1186	1,3069	1,0632
1,1400	S3	0,9120	1,1970	1,1514	1,3452	1,0944
1,1600	S4	0,9280	1,2180	1,1716	1,3688	1,1136
1,0100	S5	0,8080	1,0605	1,0201	1,1918	0,9696
0,9725	S6	0,7780	1,0211	0,9822	1,1476	0,9336
0,9025	S7	0,7220	0,9476	0,9115	1,0650	0,8664
0,6725	S8	0,5380	0,7061	0,6792	0,7936	0,6456

Tab. 3: Leistungsformfaktoren des HTR-1160 in der zweidimensionalen Geometrie

Standzeit (a)	rel. Leistungsanteil	
	BISO	TRISO
1	0,14	0,86
2	0,38	0,62
3	0,60	0,40
4	0,75	0,25

Tab. 4: relative Leistungsanteile der BISO-breed- u. TRISO-feed-Partikel im HTR-1160

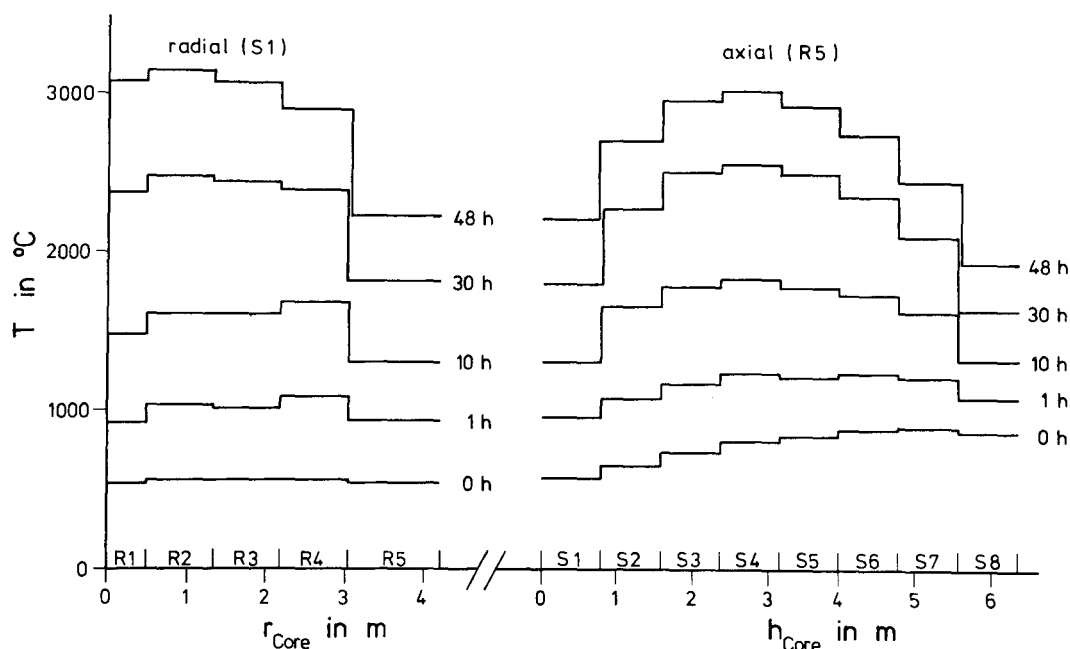


Abb. 5: Beispiel gemittelter radialer und axialer Temperaturverteilungen im HTR-1160 bei Core-Aufheizung für 0 - 48 h

Ähnlich wie für die Leistungsformfaktoren ist auch für die transienten Core-Temperaturen während der Core-Aufheizung, die mit dem Programm RECA /10/ dreidimensional (d.h. für jede Beladezone) berechnet wurden /6/, eine Transformation auf die zweidimensionale Zylindergeometrie von SORS notwendig. Die Temperaturen der Ringzonen (siehe Abb. 4) wurden durch kalorische Mittelung (d.h. unter Erhaltung der Wärmemenge) der Temperaturen der zugehörigen Beladezonen gewonnen. Abb. 5 zeigt als Beispiel so gemittelte radiale und axiale Temperaturverteilungen für den HTR-1160 bei Core-Aufheizung in einem Zeitbereich von 0 - 48 h. Weitere Einzelheiten zu den Temperaturtransienten, die im weiteren der Spaltproduktfreisetzung zugrunde liegen, sind einem eigenen Bericht /6/ zu entnehmen.

3.2 Daten zum Partikelversagen

Grundlage zur Beschreibung des Partikelverhaltens bei überhöhten Temperaturbelastungen sind Daten aus amerikanischen Glüh- und Ausheizversuchen /8/ an unterschiedlichen Partikeltypen bis zu ca. 2100°C. Diese Daten wurden auch den Untersuchungen zur ungehinderten Core-Aufheizung in der AIPA*-Studie /11/ zugrunde ge-

*HTGR Accident Initiation and Progression Analysis

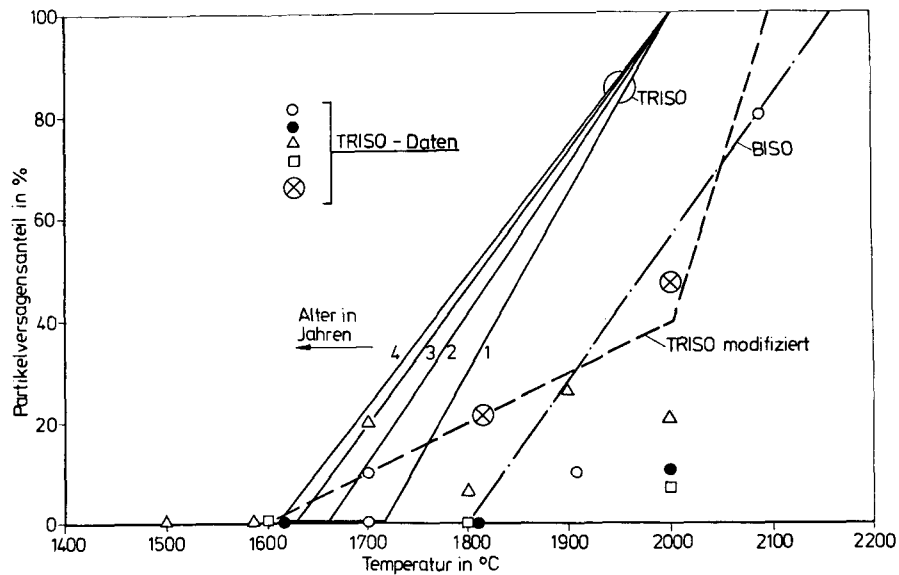


Abb. 6: experimentelle Daten und modellmäßige Festlegung des temperaturbedingten Partikelversagens /8/, /11/

legt. Abb. 6 zeigt nach /8/ Daten zum temperaturbedingten Partikelversagen für TRISO-Abbrandpartikel und die entsprechende modellmäßige Festlegung für die Rechnungen mit SORS (durchgezogene Linien). Die Festlegung ist aufgrund der begrenzten Datenbasis sichtlich konservativ. Deshalb wurden zum Vergleich auch Rechnungen mit einer mehr an den experimentellen Daten orientierten Festlegung (gestrichelte Linie) durchgeführt (siehe dazu auch Kap. 4.1 und Abb. 14). Abb. 6 zeigt ferner die für die BISO-Brutpartikel gemäß /11/ festgelegte Versagenslinie (strichpunktiert), die im Vergleich zu den TRISO-Partikeln im wesentlichen zu höheren Temperaturen verschoben ist.

Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß neuere Untersuchungen in der KFA /12/ insbesondere an bestrahlten THTR-spezifischen Partikeln deutlich höhere Versagensgrenzen (2400°C) bei extremen Temperaturbelastungen gezeigt haben. Daher wird vermutet, daß die bisher (z.B. in /4/, /11/) und auch hier benutzten Daten zu pessimistisch sind. Jedoch war eine Berücksichtigung der neueren Ergebnisse nicht möglich, da für die in dieser Analyse betrachtete HTR-1160-Anlage ein nicht ohne wei-

teres mit dem THTR vergleichbares Partikelkonzept vorgegeben ist.

3.3 Daten zur Spaltproduktfreisetzung aus den Partikeln

Die Spaltproduktfreisetzung aus den Partikeln wird nach dem verwendeten Modell mit Hilfe relativer Freisetzungsraten berechnet. Diese sind für alle wichtigen Spaltprodukt-Nuklide aus experimentellen Freisetzungsdaten abgeleitet, die durch isotherme Ausheizung zahlenmäßig kleiner Partikelproben über verschiedene Zeiten und durch Messung entweder der freigesetzten oder der zurückgehaltenen Inventaranteile gewonnen sind. Die Freisetzungsraten werden der Ausheiztemperatur zugeordnet und sind in der üblichen Arrheniusdarstellung in der Abb. 7 für die flüchtigen (Kr, Xe, J, Te) und in Abb. 8 für die metallischen Spaltprodukte und die Seltenen Erden gezeigt. Sie entsprechen den Daten, die z.B. in der AIPA-Studie /11/ zur Analyse der Core-Aufheizung für die amerikanische HTGR-1160-Anlage herangezogen wurden. Die Ziffern in den Diagrammen entsprechen den Nummern der Spaltproduktgruppen (Tab. 1) und geben die Zuordnung zu den betrachteten Nukliden an. Die Buchstaben bezeichnen entsprechend Partikeltyp und -zustand. Abb. 7 verdeutlicht die Fülle experimenteller Daten zur Freisetzung flüchtiger Spaltprodukte, die für verschiedene Partikelsorten, Temperaturen und mit verschiedenen Methoden bestimmt wurden. Daraus resultieren die z.T. beträchtlichen Schwankungen im Vergleich der Einzelergebnisse, die eine Festlegung der temperaturabhängigen Freisetzungsraten teils nur in Form einer oberen (also konservativen) Grenze zulassen.

Wesentlich schmaler ist die Datenbasis zu den in Abb. 8 enthaltenen Freisetzungsraten fester Spaltprodukte, deren daraus resultierende Unsicherheiten nicht dokumentiert sind, die aber als genügend konservativ bezeichnet werden /11/.

Die Freisetzungsmessungen an defekten Partikeln sind nicht immer repräsentativ (z.B. Übertragung von Ergebnissen an UO_2 auf ThO_2 -Kerne) und reichen auch nicht bis in den eigentlich interessanten Versagensbereich. Daher bringen vor allem die notwendigen Extrapolationen zu Temperaturen oberhalb 2000°C Unsicherheiten

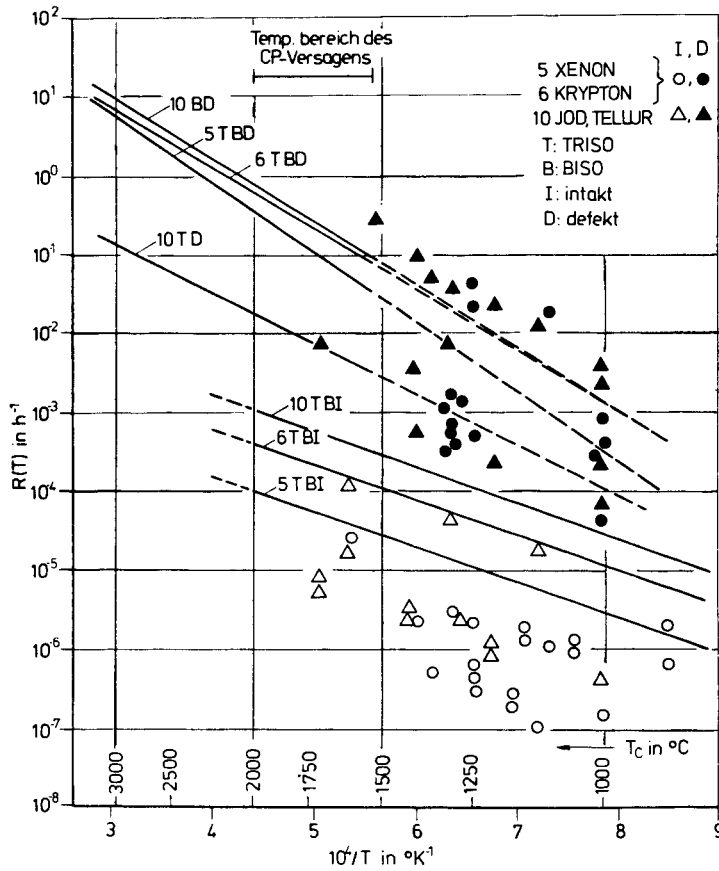


Abb. 7:
temperaturabhängige
relative Freisetzungsraten flüchtiger Spalt-
produkte für intakte
und defekte coated parti-
cles entsprechend /11/

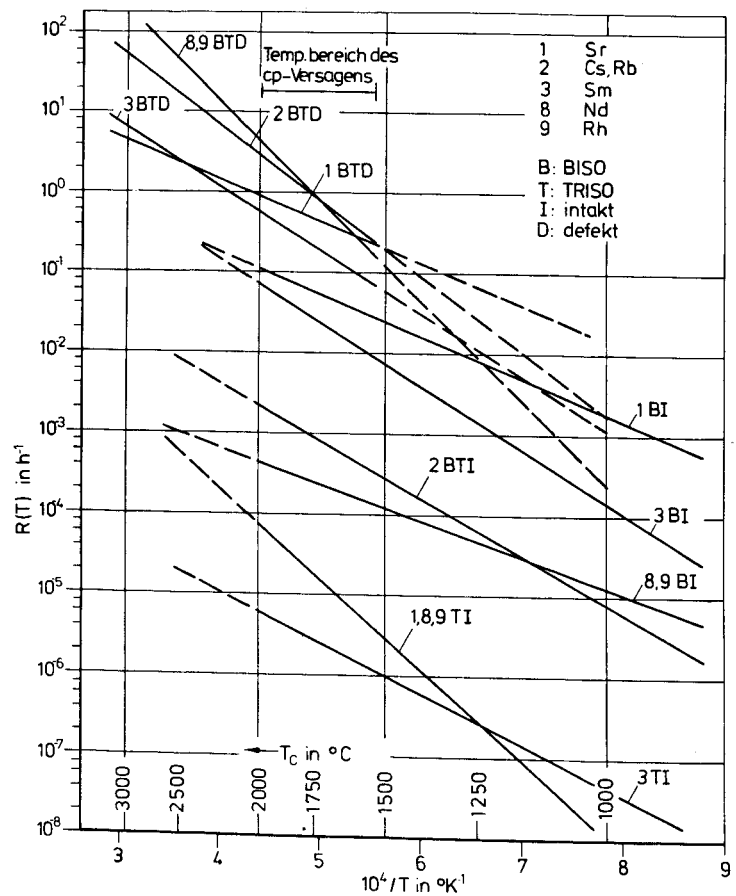


Abb. 8:
temperaturabhängige
relative Freisetzungsraten fester Spaltpro-
dukte für intakte und
defekte coated parti-
cles entsprechend /11/

mit sich, deren Abbau Ziel weiterer Untersuchungen sein sollte. Deutlich wird die für alle Spaltprodukte erhöhte Freisetzung von Defektpartikeln aufgrund des Verlustes der Rückhaltefunktion der Hüllschichten. Deshalb ist diese aus den Defektpartikeln resultierende Freisetzung im allgemeinen bestimmend für die Gesamtfreisetzung im Vergleich zur Freisetzung aus intakten Partikeln.

3.4 Spaltprodukt-Diffusionskoeffizienten und -Sorptionsdaten in Graphit

Für die nicht zu den flüchtigen Spaltprodukten zählenden Nuklide sind entsprechend dem Modell zur Beschreibung des Transports im Graphit Diffusionskoeffizienten und zur Behandlung des Abdampfens Sorptionsdaten notwendig. Abb. 9 zeigt die nach /7,13/ angenommenen, temperaturabhängigen Diffusionskoeffizienten der betrachteten Nuklide. Cs, Rb und Sr sind radiologisch wichtige Nuklide, die Seltenen Erden (Sm, Nd, Rh) sind für Reaktivitätsänderungen aufgrund ihrer Freisetzung von Interesse. Die im Arrhe-

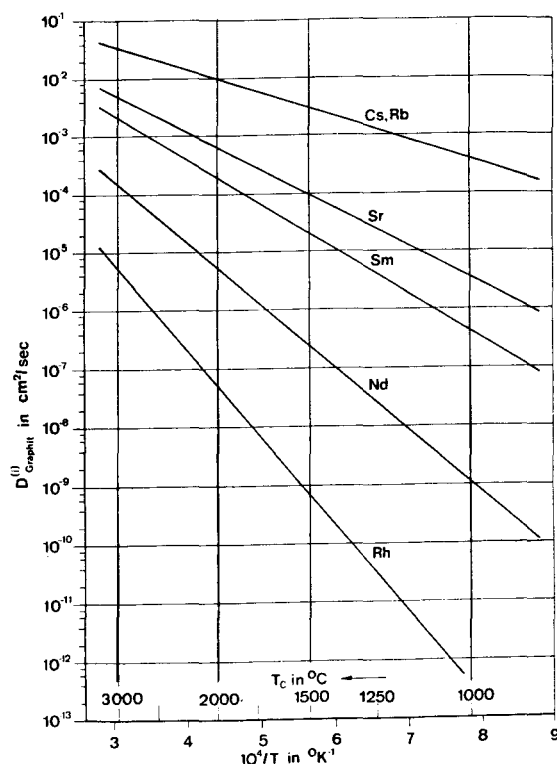


Abb. 9:

temperaturabhängige Diffusionskoeffizienten der bezeichneten Elemente in Graphit nach /7/ und /13/

nusdiagramm eingetragenen Geraden basieren auf teils unterschiedlichen, bei verschiedenen Temperaturen (bis 2000°C) vorgenommenen Diffusionsmessungen, zum größten Teil aber auf theoretisch hergeleiteten Werten /13/. Das Fehlen von Daten und Kenntnissen oberhalb ca. 2000°C macht die Extrapolation der Diffusionskoeffizienten im extremen Temperaturbereich erforderlich. An der Höhe der Diffusionskoeffizienten erkennt man die hohe Durchlässigkeit für Cs und Rb in Graphit und die immer weiter abnehmende Durchlässigkeit für die anderen Nuklide in der Reihenfolge Sr, Sm, Nd, Rh.

Die verwendeten Sorptionsdaten der betrachteten Spaltprodukte stammen aus verschiedensten Quellen, sie sind in /13/ zusammengefaßt und mit geringen Modifikationen auch in der AIPA-Studie verwendet worden.

Die Abb. 10 und 11 zeigen die konzentrationsabhängigen Partialdrücke der Elemente Cs und Sr als Funktion der Temperatur. Die oberen Geraden gelten für eine "Sättigungskonzentration" im Graphit, die bei Erreichen einer Monolage auf den inneren Oberflächen ($1\text{m}^2/\text{g}$ Graphit) bei $10,4\text{,umol/g}$ Graphit für Sr und $6,7\text{,umol/g}$ Graphit für Cs angenommen wird.

Für Seltene Erden und andere wenig flüchtige Elemente (z.B. B, C, U, Th) werden konzentrationsunabhängige Dampfdrücke nach einer einfachen Arrheniusgleichung als Funktion der Temperatur angegeben. Abb. 12 enthält diese Dampfdruckkurven für die betrachteten Seltenen Erden Sm, Nd, Rh. Sm weist im gezeigten Temperaturbereich deutlich höhere Dampfdrücke auf als die sich ähnlich verhaltenden Elemente Rh und Nd.

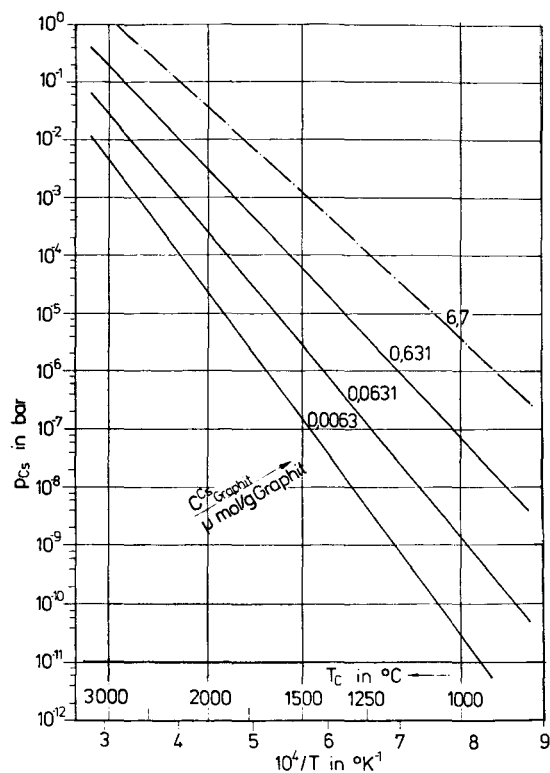


Abb. 10: temperatur- und konzentrationabhängige Partialdruckkurven für Cs nach /13/

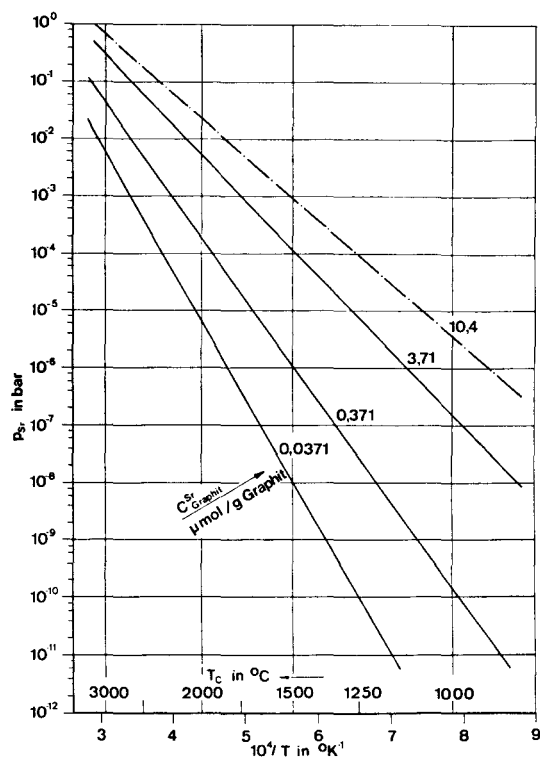
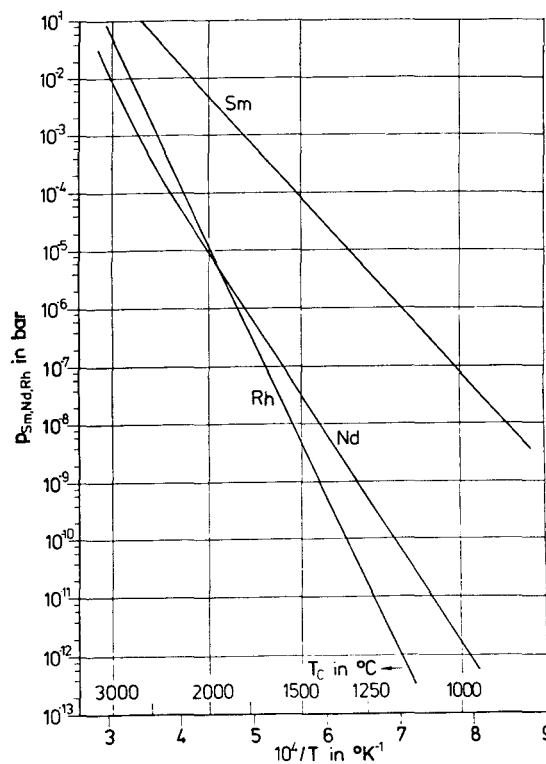


Abb. 11: temperatur- und konzentrationabhängige Partialdruckkurven für Sr nach /13/

Abb. 12:

temperaturabhängige Partialdruckkurven für die bezeichneten Elemente nach /13/



4. DIE ERGEBNISSE DER SPALTPRODUKTFREISETZUNG

4.1 Das transiente Partikelversagen

Gemäß dem in Kap. 2.2 beschriebenen Modell und mit Benutzung der Daten in Abb. 6 ergibt sich als erstes Zwischenergebnis der zeitliche Verlauf des Partikelversagens bei ungehinderter Core-Aufheizung für den HTR-1160 wie in Abb. 13 gezeigt. Das Versagen der TRISO-Partikel setzt wegen der niedrigeren Versagensgrenzen gegenüber den BISO-Partikeln etwas früher ein (ca. 1 h) und liegt stets etwas oberhalb der BISO-Versagensanteile. Der Anteil defekter Partikel im Core steigt nach Erreichen der unteren Versagensgrenzen in den heissesten Core-Bereichen (nach ca. 1 bis 2 h) steil an und erreicht nach 20 h ca. 80%. Das Versagen der restlichen 20% der Partikel verläuft wesentlich langsamer, so daß praktisch vollständiges Partikelversagen bei Core-Aufheizung erst nach etwa 50 h erreicht wird.

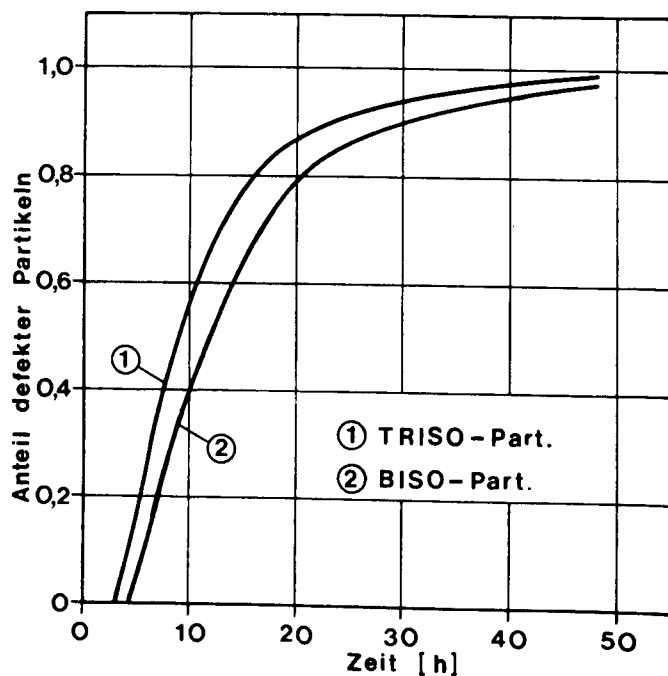


Abb. 13:

zeitlicher Verlauf des temperaturbedingten Partikelversagens bei Core-Aufheizung

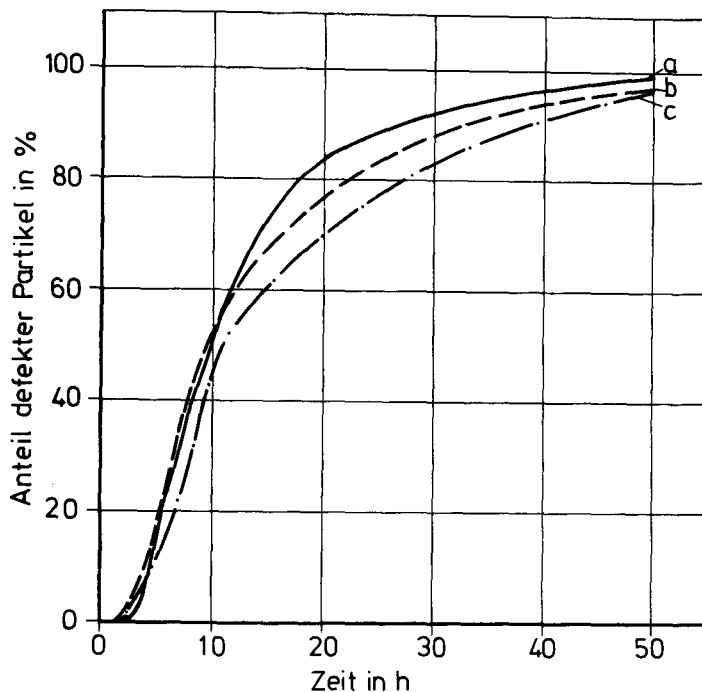


Abb. 14:

zeitlicher Verlauf des Partikelversagens (TRISO) mit veränderter Core-Geometrie und modifizierten Versagensdaten

(a) 2-dim. Core-Geometrie

(b) 3-dim. Core-Geometrie

(c) wie (b), modifizierte Versagensdaten

Inwieweit dieses Ergebnis durch die Temperaturmittelung in der zweidimensionalen Geometrie beeinflusst ist, und wie es sich durch die Modifikation der Versagensdaten verändert, wurde in gesonderten Berechnungen am Beispiel der TRISO-Partikel untersucht.

Abb. 14 vergleicht zunächst die Ergebnisse des Partikelversagens für die zweidimensionalen (a) und die dreidimensionalen (b) Temperaturen. Dabei wird das Core statt durch die 8×5 Ringzonen (s. Abb. 1) durch die 800 Beladezonen wesentlich feiner aufgegliedert. Es ergibt sich ein geringfügig früher einsetzendes Partikelversagen, verursacht durch Heißstellen, die in der zweidimensionalen Geometrie durch die Mittelung nicht in Erscheinung treten. Ab 10 h liefert die dreidimensionale Betrachtung niedrigere Partikelbruchanteile. Dies erklärt sich daraus, daß bei Temperaturmittelung mit Erreichen der oberen Versagensgrenze in einer grösseren Core-Region 100%iges Versagen angesetzt wird, während bei differenzierterer Betrachtung tatsächlich nur die heißesten Teile dieser Region mit 100%igem Partikelversagen zu beaufschlagen sind. Die Kurve (c) verdeutlicht zusätzlich die Auswirkungen der Datenmodifikation (s. Abb. 6 gestrichelte Linie). Diese realistischere Anpassung an die experimentellen Daten erniedrigt den

Partikelversagensverlauf weiter. Mögliche deutliche Verschiebungen der Partikelbelastungsgrenzen nach dem heutigen Stand zu höheren Temperaturen /12/ hätten eine Verschiebung der Versagenskurven zu späteren Zeiten (mindestens um 4 bis 5 h /5/) zur Folge, können aber hier bei der Schadensumfangsanalyse für die HTR-1160-Anlage mit dem dafür festgelegten Partikelkonzept nicht berücksichtigt werden.

4.2 Die Aktivitätsfreisetzung ins Kühlgas

Die Rechnungen zur Aktivitätsfreisetzung ins Kühlgas wurden getrennt einerseits für die flüchtigen Spaltprodukte (Kr, Xe, J, Te) und andererseits für die festen Spaltprodukte (Metalle und Seltene Erden) mit den zwei beschriebenen Versionen des Programms SORS durchgeführt.

4.2.1 Flüchtige Spaltprodukte

Die Abbildungen 15 und 16 zeigen als typische Ergebnisse der SORS-Rechnungen für flüchtige Spaltprodukte den zeitlichen Verlauf sowohl der integral ins Kühlgas freigesetzten Aktivität (gestrichelt) als auch das jeweils in den Partikeln (und damit in den Brennelementen) verbleibende Aktivitätsinventar (durchgezogene Linie) am Beispiel der unterschiedlich langlebigen Isotope Xe133 ($t_{1/2} = 5,3 \text{ d}$) und Kr85m ($t_{1/2} = 4,5 \text{ h}$). Im Falle des Xe133 nimmt das Inventar in den Partikeln praktisch allein aufgrund der Freisetzung ab, und die integrale Freisetzung erreicht nach 48 h nahezu den Anfangsinventarwert, der radioaktive Zerfall macht sich im betrachteten Zeitbereich noch nicht bemerkbar. Anders verhält es sich bei Kr85m: das Aktivitätsinventar nimmt aufgrund des zusätzlich rasch wirkenden Zerfalls wesentlich schneller ab, und die integrale Freisetzung erreicht maximal nur einen Bruchteil (ca. 1/6) des Anfangsinventars. In Abb. 16 ist eine weitere Kurve (strichpunktiert) eingetragen, die die jeweils tatsächlich anzutreffende freie Aktivität (d.h. die Aktivität ausserhalb der Brennelemente) darstellt. Diese ergibt sich aus der integralen Aktivitätsfreisetzung unter Berücksichtigung des auch für die freigesetzten Spaltprodukte weiter ablaufenden Zer-

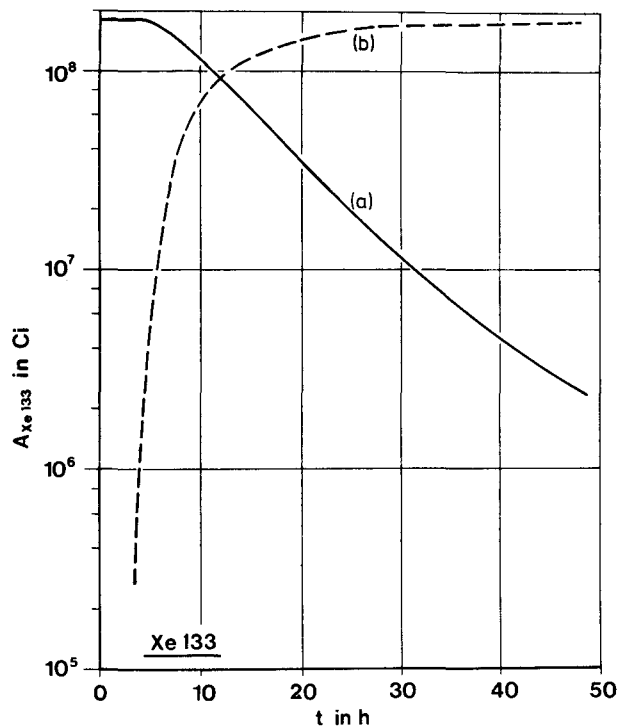


Abb. 15:

zeitlicher Verlauf der Xe133-Aktivität in den BE (a) und der freigesetzten Aktivität (b) bei Core-Aufheizung des HTR-1160

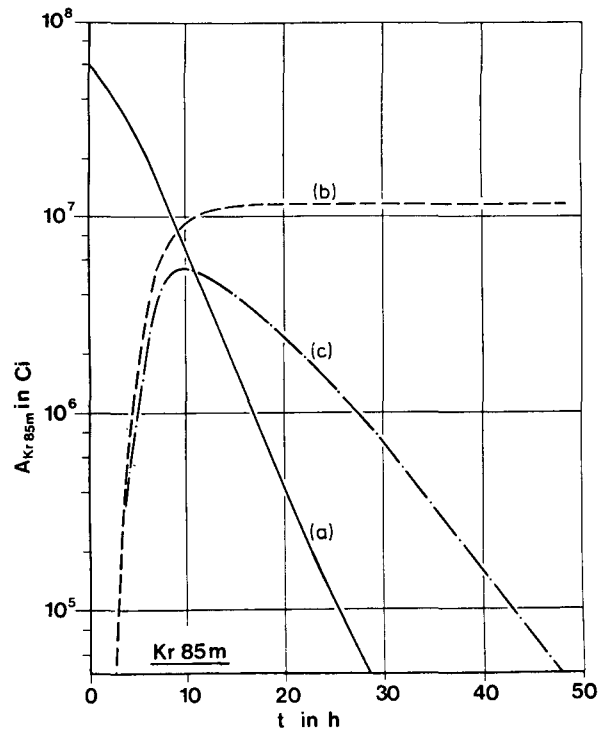


Abb. 16:

zeitlicher Verlauf der Kr85m-Aktivität in den BE (a), der integral freigesetzten (b) und der freien Aktivität (c) bei Core-Aufheizung des HTR-1160

falls (siehe auch Kap. 2.5). Diese Zerfallsrate ist für Kr85m in den ersten Stunden deutlich geringer als die gleichzeitige Freisetzungsrates, was in einem schnellen Anstieg der freien Aktivität resultiert. Nach ca. 10 h wird ein Maximum in der freien Kr85m-Aktivität erreicht mit einer Umkehr in der Bilanz: die Zerfallsrate übersteigt die mit dem ständig reduzierten Inventar schwindende Freisetzungsrates, so daß sich auch die freie Aktivität in der Folgezeit reduziert. Beim längerlebigen Xe133 macht sich dieser Effekt im betrachteten Zeitbereich noch nicht bemerkbar, so daß hier die integral freigesetzte Aktivität praktisch der tatsächlichen freien Aktivität entspricht.

Analoge Ergebnisse wie hier am Beispiel der Isotope Xe133 und Kr85m gezeigt und diskutiert, sind für das gesamte Isotopenspektrum der flüchtigen Spaltprodukte erzielt worden. Abb. 17 zeigt über alle zu berücksichtigenden Isotope summiert den Verlauf der gesamten freien Aktivität durch flüchtige Spaltprodukte, unterschieden nach Edelgasen (Kr und Xe), Jod und Tellur. Während die Edelgase und Jod sich fast identisch verhalten, verläuft die Tellur-Freisetzung etwas langsamer. Das Erreichen eines Plateaus (für Kr, Xe, J nach ca. 20 h, für Te nach ca. 30 h) bedeutet, daß die Freisetzung aus den Brennelementen nahezu abgeschlossen ist, während gleichzeitig der radioaktive Zerfall aufgrund der Dominanz der längerlebigen Isotope (z.B. Xe133, J131) noch nicht zu einem merklichen Abbau der freien Aktivität führt.

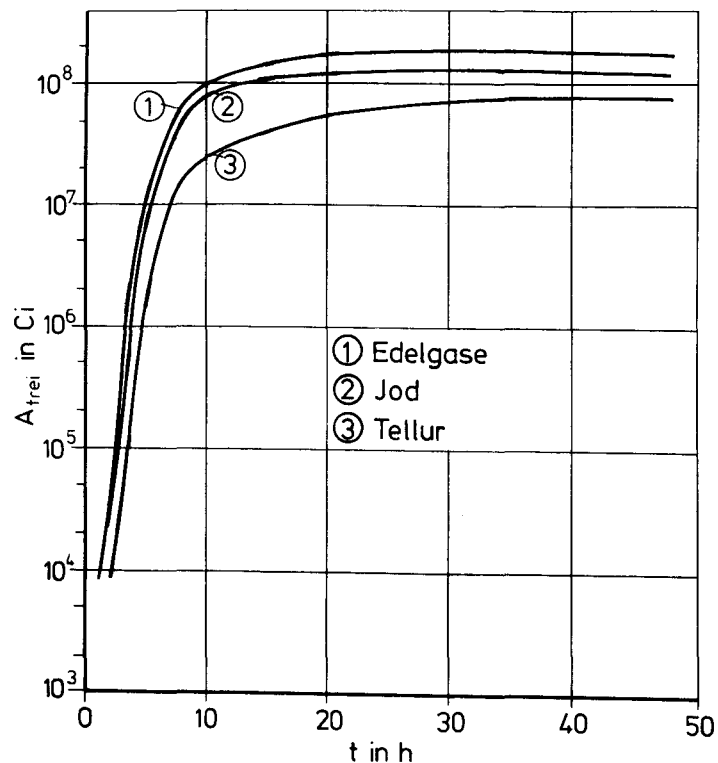


Abb. 17:

zeitlicher Verlauf der gesamten freien Aktivität durch Edelgase (1), Jod (2) und Tellur (3) bei Core-Aufheizung im HTR-1160

Zeit (h) Isotop	1	2	5	10	20	35	48
Kr85	0,6	0,7	1,8	4,9	26,1	77,0	96,7
Kr85m	21,3	22,4	31,5	40,8	48,5	19,0	3,1
Kr88	49,5	48,0	47,5	41,6	21,5	3,3	0,2
Kr88m	9,8	11,2	13,4	11,1	3,8	0,7	-
Kr87	18,8	17,7	5,8	1,6	0,1	-	-
Kr-gesamt	32,4	36,2	23,6	7,5	1,6	0,6	0,5
Xe133	72,4	71,3	73,2	76,0	81,1	88,6	93,5
Xe135	10,9	14,3	21,4	21,0	16,4	8,9	4,2
Xe133m	2,0	2,0	2,0	2,0	2,1	2,1	2,0
Xe131m	0,2	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,3
Xe135m	8,6	11,7	3,1	0,8	0,1	-	-
Xe138	5,8	0,6	-	-	-	-	-
Xe-gesamt	10,8	18,1	39,2	50,8	58,2	59,2	60,2
J131	13,3	14,6	19,0	26,2	38,8	52,1	63,8
J133	26,4	28,6	34,1	39,3	42,7	39,3	32,7
J132	18,5	20,1	22,1	16,6	8,7	4,9	2,2
J135	23,6	24,0	22,9	17,8	9,8	3,8	1,3
J134	18,2	12,7	1,9	0,1	-	-	-
J-gesamt	56,8	45,7	37,2	41,7	40,2	40,2	39,3

Tab. 5: relative Anteile (in %) einzelner Isotope an der Aktivität des jeweiligen Elements im Kühlgas bzw. der Elemente Kr, Xe und J untereinander im Verlauf der HSK2

Tab. 5 gibt Auskunft über die unterschiedlichen Anteile der einzelnen Isotope des Kr, Xe und Jod an der Kühlgasaktivität durch das jeweilige Element. Mit fortschreitender Zeit dominieren jeweils die längerlebigen Isotope Kr85, Xe133, J131 und J133.

Ferner sind die relativen Beiträge der Elemente (Kr-, Xe-, J-gesamt) zur freien Aktivität der flüchtigen Nuklide insgesamt aufgeführt. Daraus ist zu ersehen, daß der zu Beginn noch beträchtliche Kr-Beitrag im Laufe von 48 h sehr schwindet, so daß die freie Aktivität dann im wesentlichen vom Xe und Jod herrührt.

In den bisher gezeigten Ergebnissen ist aufgrund der Flüchtigkeit von Jod und Tellur (insbesondere mit steigenden Temperaturen) deren Sorptionsvermögen im Graphit als Rückhalte Mechanismus vernachlässigt. Anhand einer begleitenden Freisetzungsberechnung mit Berücksichtigung der Sorption (SORSG) wurde am Beispiel des J131 der Einfluß des Sorptionsmechanismus auf das Ergebnis untersucht. In Ermangelung von Jod-Sorptionsdaten an Graphit bei extremen

Temperaturen wurden für diese Rechnungen die Daten von Cs, das sicherlich bessere Sorptionseigenschaften als Jod aufweist, zugrunde gelegt. Abb. 18 zeigt im Vergleich die erzielten Ergebnisse für die J131-Freisetzung. Deutliche Unterschiede machen sich in erster Linie in den ersten 10 h bemerkbar, wo der Sorptionsmechanismus zu einer Verzögerung der Freisetzung führt. Mit zunehmender Zeit, d.h. auch mit zunehmenden Temperaturen spielt die Jod-Sorption nur noch eine untergeordnete Rolle. Die zu erwartenden allgemein schlechteren Jod-Sorptionseigenschaften (anstelle des Cs) werden beide Freisetzungskurven näher aneinander rücken und auch die Verzögerung in den ersten Stunden schwinden lassen, so daß die Vernachlässigung der Sorption im Graphit für die flüchtigen Spaltprodukte zulässig erscheint.

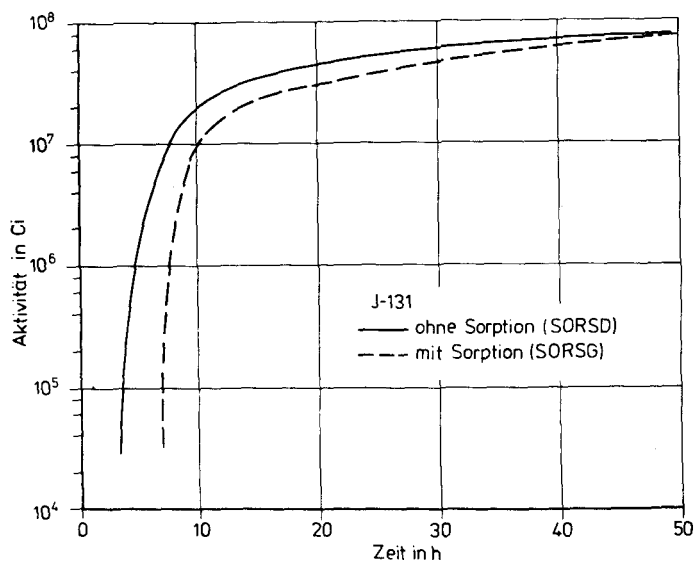


Abb. 18:

Vergleich der freigesetzten Jod-Aktivität ohne und mit Berücksichtigung der Sorption im BE-Graphit bei Core-Aufheizung im HTR-1160

4.2.2 Feste Spaltprodukte

Es wurde zunächst der jeweilige Freisetzungsverlauf der radiologisch wichtigsten Nuklide (Cs, Rb, Sr) berechnet. Abb. 19 zeigt die Umverteilung und Freisetzung des Cs-Inventars im Verlauf der ersten 50 h der Core-Aufheizung. Das ursprünglich nahezu vollständig im Brennstoff befindliche Cs verläßt diesen erst nach 4 h in merklichen Mengen. Der aus dem Normalbetrieb stammende Cs-Anteil von ca. $3 \cdot 10^{-3}$ im Brennelementgraphit steigt

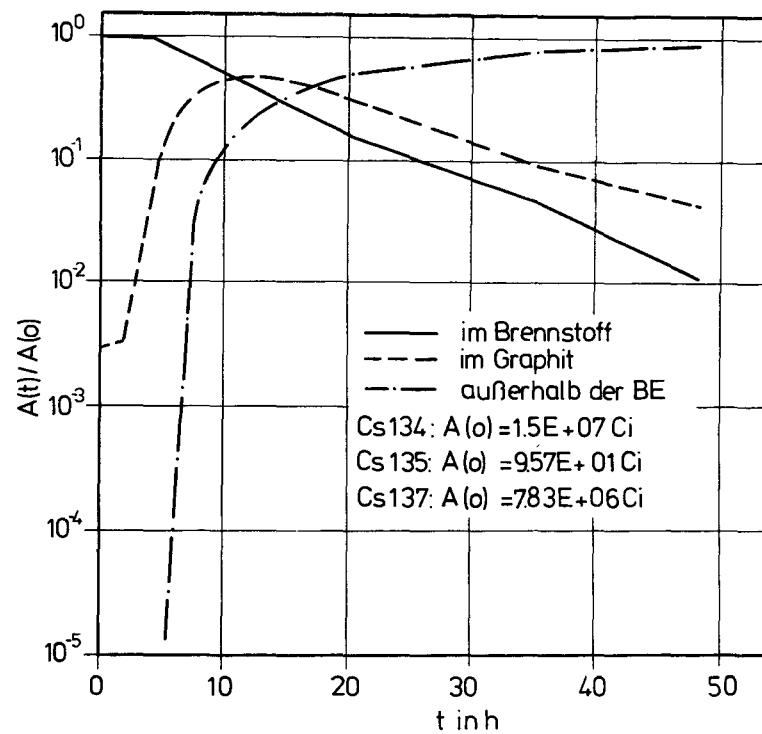


Abb. 19:

Verteilung des Cs-Inventars auf Brennstoff, Graphit und den Bereich außerhalb der BE in Abhängigkeit von der Zeit nach Beginn der Core-Aufheizung

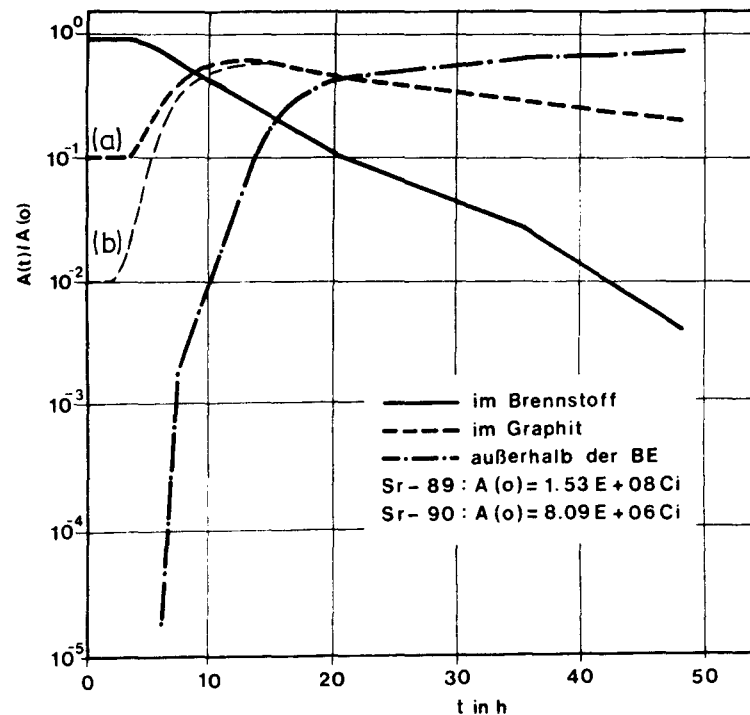


Abb. 20:

Verteilung des Sr-Inventars auf Brennstoff, Graphit und den Bereich außerhalb der BE in Abhängigkeit von der Zeit nach Beginn der Core-Aufheizung

nach 2 h deutlich, erreicht die 10%-Marke allerdings erst nach 5 h und einen maximalen Cs-Anteil im Graphit mit ca. 50% nach etwa 12 h. Die danach überwiegende Cs-Freisetzung aus den Brennelementen bewirkt die weitere Abnahme des Cs-Inventars sowohl im Brennstoff als auch im Graphit. Die Freisetzung aus den Brennelementen ins Kühlgas in beträchtlichem Umfang erfolgt erst mit deutlicher Zeitverzögerung, bedingt durch die Diffusion im Graphitmaterial, das Abdampfen und das Sorptionsvermögen im Graphit. So sind z.B. 10% des Cs erst nach ca. 9 h aus den Brennelementen ins Kühlgas freigesetzt. Mit fortschreitender Core-Aufheizung allerdings gehen die Rückhaltefunktionen aufgrund der mit steigender Temperatur rasch zunehmenden Diffusion und Verdampfung von Spaltprodukten mehr und mehr verloren, so daß nach 48 h eine ca. 95%ige Cs-Freisetzung erreicht ist. In entsprechender Weise stellt sich auch das Sr-Verhalten in den Brennelementen dar, wie in Abb. 20 gezeigt wird. Die im Vergleich zum Cs bessere Rückhaltung des Sr im Graphit bewirkt eine vergleichsweise langsamere und in der Höhe geringere Freisetzung: ein Sr-Anteil von z.B. 10% ausserhalb der Brennelemente stellt sich erst nach ca. 13 h ein, nach 48 h ist ca. 75 %ige Sr-Freisetzung erreicht, die verbleibenden 25% befinden sich überwiegend im Brennelementgraphit. Die Variation des aus dem Normalbetrieb resultierenden Sr-Anteils im Graphit zwischen 10% (Kurve a) und 1% (Kurve b) hat keinen nennenswerten Einfluß auf den Freisetzungsverlauf aus den Brennelementen.

Die Abb. 21 und 22 zeigen die freie Aktivität durch Cs bzw. Sr, aufgeschlüsselt nach den beitragenden Isotopen im Verlauf der ersten 48 h der Core-Aufheizung. Beim Cs tragen überhaupt nur die beiden Isotope Cs134 und Cs137 (im Verhältnis ca. 2 : 1) zur freien Aktivität bei. Beim Sr treten neben den längerlebigen Isotopen (Sr89, Sr90) noch Isotope mit einigen Stunden Halbwertszeit in Erscheinung (Sr91, Sr92), die allerdings mit fortschreitender Zeit aufgrund ihres zerfallsbedingten Abbaus an Bedeutung für radiologische Auswirkungen verlieren.

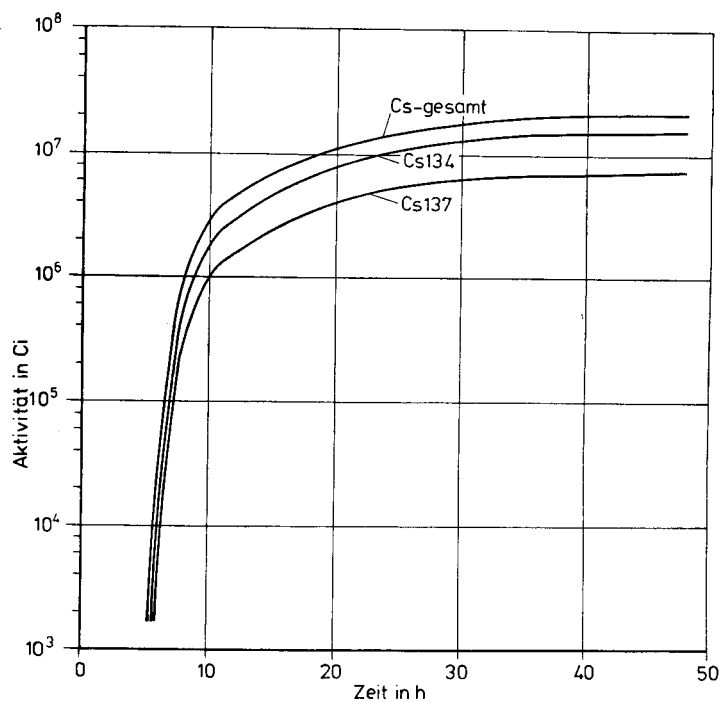
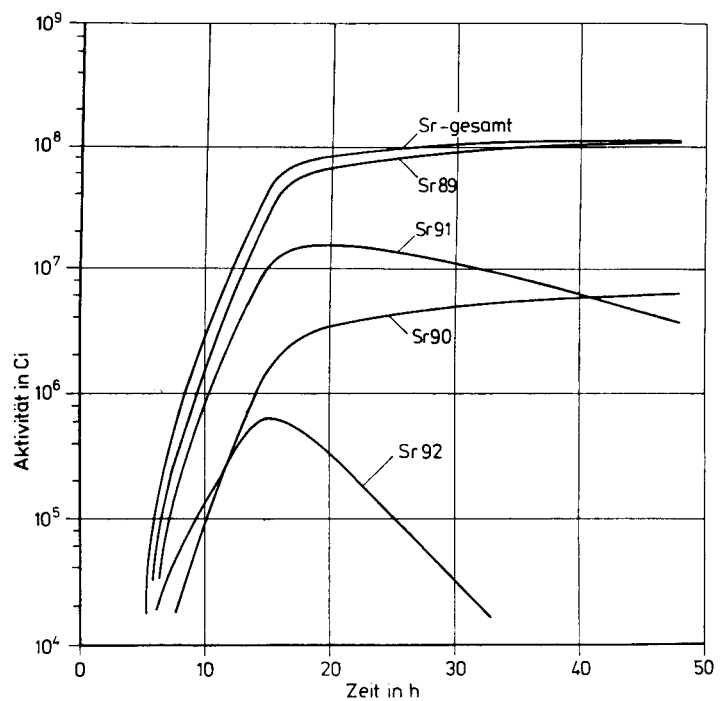


Abb. 21:

zeitlicher Verlauf der freien Aktivität der Cs-Isotope (Cs134, Cs137) bei Core-Aufheizung im HTR-1160

Abb. 22:

zeitlicher Verlauf der freien Aktivität der Sr-Isotope (Sr89, Sr90, Sr91, Sr92) bei Core-Aufheizung im HTR-1160



Neben den bisher betrachteten Nukliden wurden Freisetzungsrechnungen auch für solche Isotope durchgeführt, die zu den dominanten Neutronenabsorbern im Core zählen und durch ihre Freisetzung aus dem Core die Reaktivität beeinflussen /5/. Neben den schon anderweitig mitberücksichtigten Isotopen (Xe135, Xe131, Cs133) sind hier vor allem zu nennen: Nd143, Rh103, Sm149. Abb. 23 zeigt den jeweils aus den Brennelementen freigesetzten relativen Anteil von Isotopen des Sm, Nd und Rh. Wie aufgrund der Dampfdruckdaten zu erwarten ist (siehe Abb. 13), wird Sm bei Core-Aufheizung mit 50% - 70% des Inventars nach 48 h wesentlich stärker freigesetzt als Nd oder Rh, wovon in der gleichen Zeit nur einige zehntel % des Inventars aus den Brennelementen entweichen.

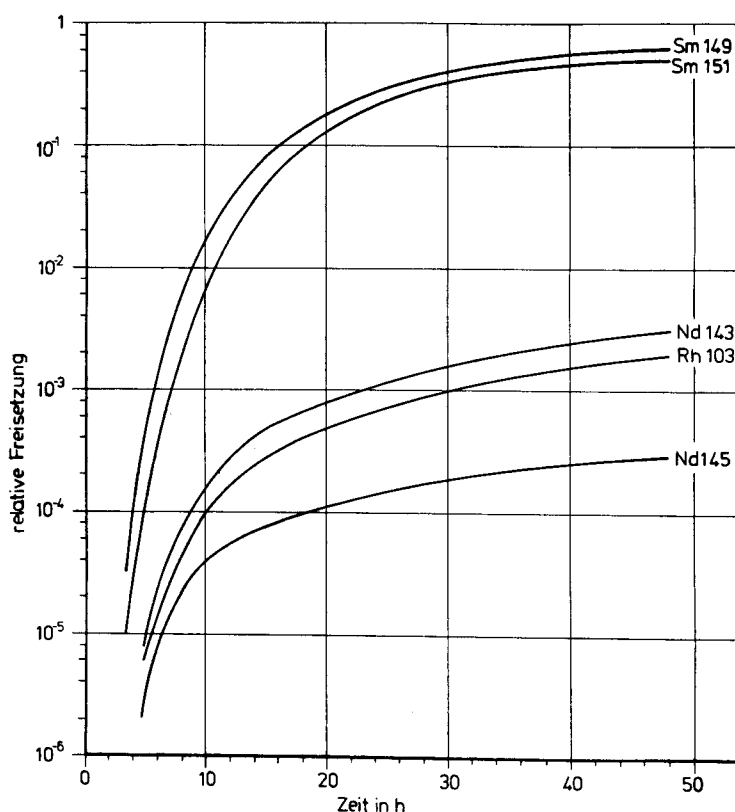


Abb. 23:

zeitlicher Verlauf der Freisetzung wichtiger neutronenabsorbierender Nuklide aus den Brennelementen bei Core-Aufheizung im HTR-1160

4.3 Die Aktivitätsfreisetzung vom SBB ins Containment

Durch das für den behandelten Störfall angenommene große Leck im SBB strömt auch nach der rasch abgeschlossenen Druckentlastung weiterhin Kühlgas ins Containment. Dieser Gasaustausch vor allem bestimmt den Transport von Radioaktivität ins Containment. Bei der Berechnung dieses Transports und der im Containment kumulierenden Aktivitätsmengen (siehe Kapitel 2.5) wurde vereinfachend angenommen, daß die gasgetragene freie Aktivität im Core gleichverteilt ist. Diese Annahme erscheint durch die Mischungsvorgänge aufgrund der Naturkonvektionsströmungen im Core gerechtfertigt.

In bezug auf das Ausströmen von Gas aus dem SBB sind hauptsächlich zwei Fälle zu unterscheiden: ein Leck im oberen bzw. im unteren Bereich des SBB.

4.3.1 Leck im Bodenbereich des SBB

Befindet sich das Leck im Bodenbereich des SBB, wird die Ausströmrates im wesentlichen durch die kontinuierliche Volumenausdehnung des Helium infolge des Temperaturanstiegs im Core bestimmt. Die auf das SBB-Volumen bezogene relative Ausströmrates ergibt sich aus der Temperaturtransiente und dem Temperaturniveau des Gases im SBB /16/:

$$f_{\text{SBB}}(t) = \frac{dT(t)}{dt} \cdot \frac{1}{T(t)} \quad (8)$$

f_{SBB} : relative SBB-Ausströmrates

T : Gastemperatur im SBB in °K

Die aus der Transiente der gemittelten Gastemperatur - berücksichtigt sind der Gasraum im Core sowie das obere und untere Plenum - berechnete volumenbezogene Gasausströmrates des SBB ist in Abb. 24 dargestellt. Ferner ist auch die integral ausgeströmte Gasmenge dort gezeigt. Bemerkenswert ist, daß die in den ersten Stunden relativ hohe, allerdings auch rasch abfallende Ausströmrates - bedingt durch die steilere Temperaturtransiente und das verhältnismäßig niedrige Temperaturniveau in der Anfangsphase

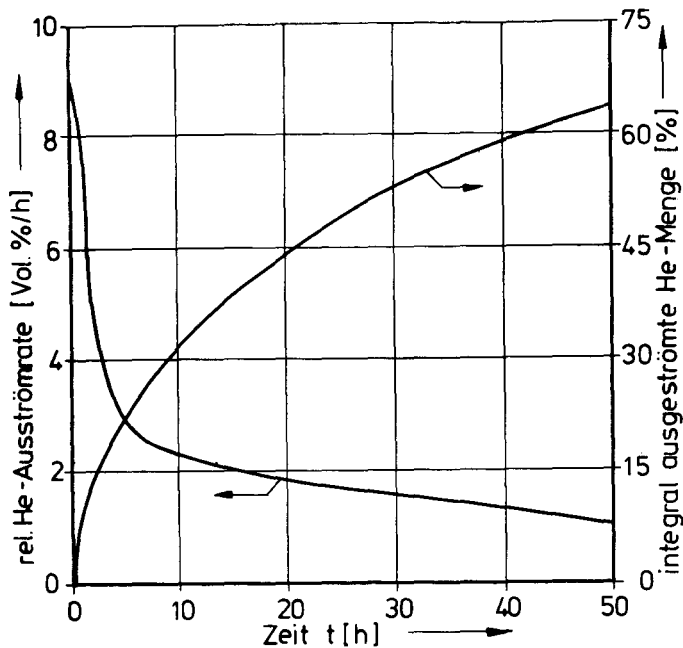


Abb. 24:

relative Helium-Ausströmrates aus dem SBB und integral ausgeströmte Helium-Menge in Abhängigkeit von der Zeit nach erfolgter Druckentlastung aufgrund temperaturbedingter Volumenexpansion des He

der Coreaufheizung (siehe auch Gleichung 8) - nur geringen Einfluß auf die Spaltproduktaustragung aus dem SBB haben kann, da erst danach die massive Spaltproduktfreisetzung aus dem Core einsetzt.

Neben diesem Ausströmen wurde eine mögliche Spaltproduktaustragung von SBB ins Containment über eine Gasphasen-Diffusion betrachtet. Aus dem Spaltproduktkonzentrationsgefälle zwischen SBB und Containment wurde unter Verwendung geeigneter Kr- und Xe-Diffusionskoeffizienten in Helium /14/ ein Diffusionsstrom für gasförmige Spaltprodukte abgeschätzt, der im Vergleich zum expansionsbedingten Ausströmen etwa zwei Größenordnungen kleiner ausfällt und somit in den weiteren Rechnungen unberücksichtigt bleiben kann.

Aus der freien Aktivität der verschiedenen Spaltprodukte gemäß Kapitel 4.2 und mit der relativen Gasausströmrates des SBB wurde der Verlauf der sich beim betrachteten Störfall im Containment ergebenden Aktivität berechnet.

Abb. 25 zeigt die Ergebnisse für die flüchtigen Nuklide. Im Vergleich zur freien Aktivität (gestrichelte Kurven) tritt die Aktivität im Containment (durchgezogene Kurven) durch den Ausströmvorgang deutlich zeitverzögert auf, verbunden auch mit geringeren

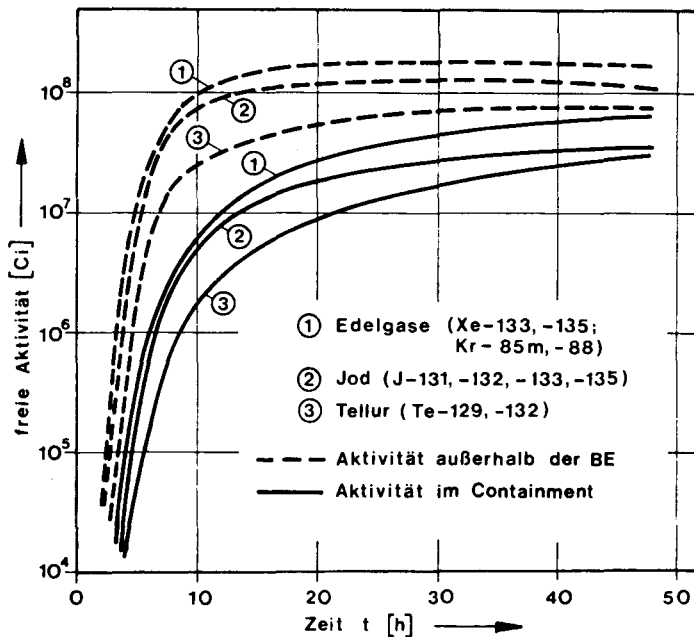


Abb. 25:

Zeitlicher Verlauf der freien Aktivität unverzögert freigesetzter Spaltprodukte außerhalb der Brennelemente und im Containment

Aktivitätswerten. So liegt die Aktivität im Containment für die hier zugrunde liegenden Bedingungen nach 12 h generell um ca. eine Größenordnung und nach 48 h noch um etwa einen Faktor 3 niedriger als die gesamte freie Aktivität. Analog sind die in Abb. 26 dargestellten Ergebnisse für einige Beispiele fester Spaltprodukte. Hierbei ist eine mögliche Ablagerung entlang des Ausströmweges vernachlässigt, die geringere Aktivitätsmengen im Containment zur Folge hätte.

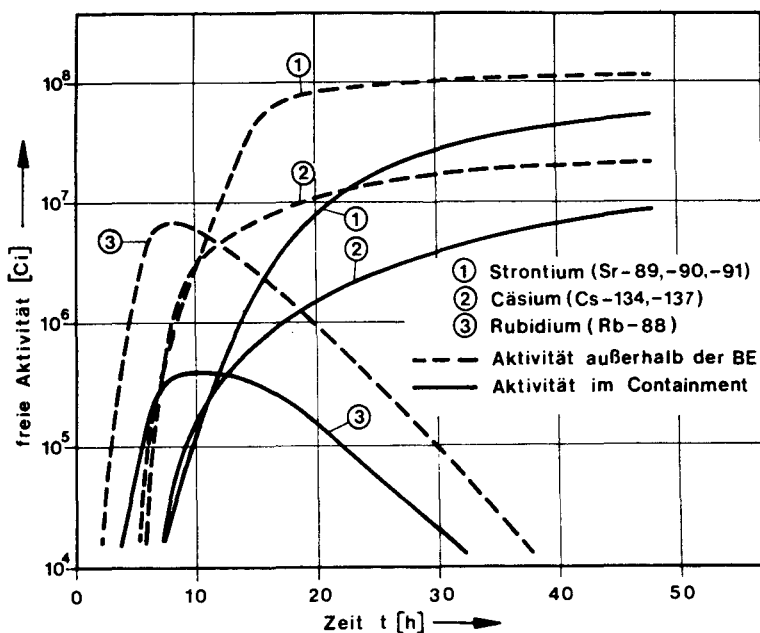


Abb. 26:

Verlauf der freien Aktivität fester Spaltprodukte außerhalb der Brennelemente und im Containment

4.3.2 Leck im Deckenbereich des SBB

Tritt das Leck im Deckenbereich des SBB auf, muß mit deutlich veränderten Strömungsbedingungen gerechnet werden. Das heiße und zudem spezifisch leichtere Helium entweicht durch die Öffnung nach oben, während umgekehrt die Luft der Containment-Atmosphäre in den SBB fällt. Abschätzungen zu einem solchen Strömungsverhalten haben ergeben, daß dabei möglicherweise etwa 50% des Gasvolumens des SBB pro Stunde mit dem Containment ausgetauscht werden.

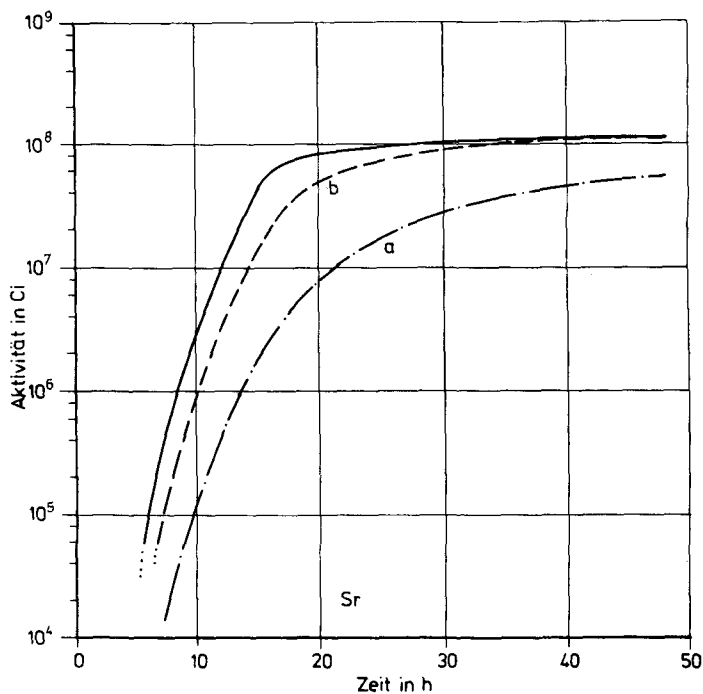


Abb. 27:

zeitlicher Verlauf der Sr-Aktivität im Containment (a) mit langsamem und (b) mit raschem Gasaustausch bei Core-Aufheizung im HTR-1160

Der sich somit ergebende Spaltprodukttransport vom SBB ins Containment läßt nur geringe Zeitverzögerungen zwischen der Spaltproduktfreisetzung aus den Brennelementen und der Aktivitätsfreisetzung ins Containment zu. Abb. 27 zeigt am Beispiel des Strontium im Vergleich den zeitlichen Verlauf der Containment-Aktivität für den langsamen (a) und den zuletzt betrachteten raschen (b) Gasaustausch zwischen SBB und Containment. Die durchgezogene Kurve zeigt daneben die freie Sr-Aktivität insgesamt. Der Vergleich macht klar, daß neben der verminderten Zeitverzögerung im Freisetzungsablauf vor allem die absolut höheren Aktivitätswerte im Containment zu beachten sind, die sich der freien

Aktivität stark annähern. Dieser aufgrund des erhöhten Gasaustausches veränderte Aktivitätsverlauf im Containment kann in entsprechender Weise wie in Abb. 27 gezeigt auch auf alle übrigen betrachteten Nuklide (Edelgase, Jod, Tellur, Cäsium u.a.) übertragen werden.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Dieser Bericht dokumentiert die Analyse der Spaltproduktfreisetzung des HTR-1160-Cores im Rahmen der Untersuchungen zur hypothetischen Störfallkette HSK2, bei der nach einem Bruch des Primärkreises der Ausfall der Kühlung zu einer ungehinderten Core-Aufheizung führt.

Im ersten Teil (Kapitel 2) wurden die verwendeten Rechenmodelle zur Spaltproduktfreisetzung bei Core-Aufheizung beschrieben. Der zeitliche Ablauf der Spaltproduktfreisetzung ist abhängig vom Versagen der Umhüllungen der Brennstoffpartikel, von der Freisetzung aus den Partikeln, für die weniger flüchtigen Nuklide zusätzlich von der Rückhaltung im Brennelementgraphit und vom Abdampfen in die Gasphase. Die Spaltproduktaustragung aus dem Primärkreislauf wird vom Gasaustausch zwischen SBB und Containment bestimmt. Unberücksichtigt ist die mögliche Ablagerung von Spaltprodukten auf Primärkreisoberflächen und entlang dem Ausströmpfad, was deutlich pessimistische Aktivitätsfreisetzungen ins Containment für alle ablagerungsfähigen Nuklide liefert.

Der zweite Teil (Kapitel 3) enthält die verwendete Datenbasis. Die Benutzung überwiegend amerikanischer Daten ergab sich aus der weitgehenden Übereinstimmung des HTR-1160-Cores mit dem entsprechenden amerikanischen HTGR-1160-Anlage der General Atomic Company. Die Daten, die z.T. im Rahmen einer 'kritischen Bewertung der AIPA-Studie' /15/ geprüft wurden, können teils als realistisch, teils auch als konservativ bezeichnet werden, führen also keineswegs zu optimistischen Resultaten. Insbesondere zum Partikelversagen bei extremen Temperaturen zeichnen sich aufgrund neuerer Untersuchungen für deutsche Partikelkonzepte deutlich höhere Belastungsgrenzen ab /12/, die noch günstigere Störfallauswirkungen als bisher ermittelt ergäben.

Im dritten Teil (Kapitel 4) sind die Ergebnisse der Spaltproduktfreisetzung bei ungehinderter Core-Aufheizung im einzelnen dargestellt.

Das zeitabhängige Partikelversagen während der Core-Aufheizung bestimmt maßgeblich den Verlauf der Spaltproduktfreisetzung aus dem Core. Die weiterhin zugrunde gelegten Resultate gemäß Abb. 13 sind aufgrund verschiedener Annahmen konservativ. Die Berücksichtigung dreidimensionaler Temperaturfelder und eine realistischere Anpassung an die vorliegenden Partikelversagensdaten bewirken einen günstigeren Versagensverlauf (Abb. 14).

Hinsichtlich der Freisetzung ins Kühlgas sind flüchtige (Edelgase, Jod, Tellur) und weniger flüchtige Spaltprodukte (Cäsium, Strontium, Seltene Erden) zu unterscheiden. Erstere werden vorwiegend zwischen ca. 3 und 12 h nach Störfallbeginn aus den Brennelementen freigesetzt (Abb. 17), während letztere durch Rückhaltung im Graphit und begrenztes Abdampfen eine zusätzliche Verzögerung von mindestens 1,5 bis 3 h erfahren (Abb. 21, 22).

Bei einem verhältnismäßig geringen Gasaustausch zwischen SBB und Containment (Leck im Bodenbereich) ist die Aktivitätsfreisetzung ins Containment wiederum zeitverzögert (um 2 bis 3 h) und im betrachteten Zeitraum deutlich reduziert (Abb. 25, 26). Der Fall erhöhten Gasaustauschs zwischen SBB und Containment (Leck im Deckenbereich) läßt die Zeitverzögerung und Reduktion der Aktivitätsfreisetzung schwinden (Abb. 27). Er stellt demnach die ungünstigere Unfallsituation dar und sollte bei weiteren Analysen eingehender behandelt werden.

Die Fortsetzung des Aktivitätsfreisetzungspfades (Containment-Leckage, atmosphärische Ausbreitung) und die resultierenden Umgebungsbelastungen sollten nicht Gegenstand dieses Berichtes sein. Zur Behandlung dieser und sonstiger Aspekte und zu den Ergebnissen, die insgesamt einen sehr günstigen Verlauf der radiologischen Belastung als Folge des behandelten hypothetischen HTR-Unfalls (HSK2) ausweisen, sei hier nochmals auf den zusammenfassenden Bericht /5/ verwiesen.

Literatur

- /1/ J. Fassbender, H.W. Gabriel
Zum Stand der HTR-Risikoanalyse
Reaktortagung DATF/KTG, Düsseldorf (1976)
- /2/ H.W. Gabriel, J.A. Redondo
Risikobetrachtungen an Hochtemperaturreaktoren
KTG-Fachtagung 'Spaltproduktfreisetzung bei Reaktorstörfällen'
1./2. Juni 1976, Karlsruhe
- /3/ 1160 MWe HTR Demonstrations-Kernkraftwerk
Sicherheitsbericht Stand März 1973 und 1. Änderungsband April 1974
Konsortium Brown Boveri & Cie AG, Hochtemperatur-Reaktorbau GmbH
- /4/ H.W. Gabriel, u. andere
Untersuchungen zu den Auswirkungen hypothetischer Störfälle bei
Hochtemperaturreaktoren, Teil 1: Schadensumfang beim Ausfall der
gesamten Wärmeabfuhr mit zusätzlichem Versagen aktiver Sicherheits-
einrichtungen (HSK1)
HRB-Bericht BA 1854/77, HRB Mannheim (1977)
- /5/ J. Wolters, u. andere
Untersuchungen zu den Auswirkungen hypothetischer Störfälle
bei Hochtemperaturreaktoren, Teil 2: Schadensumfang beim Bruch des
Primärkreislaufs mit zusätzlichem Versagen aktiver Sicherheits-
einrichtungen (HSK2)
JÜL-1466, KFA Jülich (1977)
- /6/ A. Badur, A. Müller
Untersuchungen zu den Auswirkungen hypothetischer Störfälle bei
Hochtemperaturreaktoren, Teil 2/1: Thermodynamisches Verhalten
des Reaktorkerns und des Primärsystems bei totalem Ausfall bzw.
verzögerter Inbetriebnahme der Nachwärmeabfuhr nach einem Bruch
des Primärkreislaufs
JÜL-1468, KFA Jülich (1977)
- /7/ M.H. Schwartz, D.B. Sedgley, M.M. Mendonca
SORS: Computer Programs for Analyzing Fission Product Release
from HTGR Cores During Transient Temperature Excursions
GA-A12462 (GA-LTR-10), General Atomic (1974)
- /8/ C.L. Smith
Fuel Particle Behavior Under Normal and Transient Conditions
GA-A12971 (GA-LTR-15), General Atomic (1974)
- /9/ G.J. Malek, J.F. Petersen, D.I. Roberts, H. Jones, A.J. Kennedy
Back-Pressure Requirement for CACS Core Cooling
GA-A13325 (GA-LTR-19), General Atomic (1975)
- /10/ H.W. Chi, G.J. Malek
Description of the Reactor Emergency Cooling Analysis Code RECA
GA-A10273, General Atomic (1970)

- /11/ HTGR Accident Initiation and Progression Analysis, Status Report,
GA-A13617, General Atomic (1976)

- /12/ A. Naoumidis, W. Schenk
Das Verhalten von unbestrahlten und bestrahlten Brennstoffteilchen
in HTR-Brennelementen bei hohen Temperaturen
Reaktortagung DAtF/KTG, Hannover (1978)

- /13/ J.H. Norman
Review of Vapor Pressures and Diffusion Coefficients of Certain
HTGR Core Materials and Fission Products for Use in Reactor
Accident Calculations
GA-A12634, General Atomic (1974)

- /14/ A. Müller
Freisetzung gasförmiger Spaltprodukte (Kr, Xe, J) aus Brennelementen
für gasgekühlte Hochtemperaturreaktoren
Jül-1295, KFA Jülich (1976)

- /15/ W. Kröger, u. andere
Sicherheitsstudie für Hochtemperaturreaktoren unter deutschen Stand-
ortbedingungen, Studie für den BMI (SR 133), 1. Zwischenbericht:
'Kritische Bewertung der AIPA-Studie' und Ergänzungsband
KFA Jülich (Stand Febr. 1978)

- /16/ A. Müller
'Schadensumfangsanalyse für den HTR-1160'
Aktennotiz ISF-AN-12/76-II vom 1.9.76, KFA Jülich